

ედუკაციური ცხადებები

ელემენტარულ
ნაწილაკთა
დეტექტორები

2018 წ.

გარეკანის ფოტო: ექსპერიმენტ “რისკ”-ის 5 მეტრიანი სტრიმერული კამერიდან მიღებული ადრონული ურთიერთქმედების სურათი

ე. ცხადაძე ელემენტარულ ნაწილაკთა დეტექტორები

ცალკეულ სექციათა ავტორები:

- მ.ტაბიძე : რადიაციის გავლა ნივთიერებაში;
- ა.მესტვირიშვილი : ფოტოგამამრავლებლები; კალორიმეტრია;
- ტ.სახელაშვილი : ნახევარგამტარული დეტექტორები;
- გ.სახენიაძე : მაღალი კუთრი წინაღობის სიბრტყეებიანი კამერები; დეტექტორების ელექტრონიკა;
- ა.ღონღაძე : „მიკრომეგას“ კამერები.

თ.ლომთაძის რედაქციით

აღწერილია ნაწილაკთა ფიზიკის თანამედროვე ექსპერიმენტებში მოქმედი დეტექტორების მუშაობის პრინციპები. განიხილება მათი შექმნისა და გამოყენების შესაძლებლობები, სამუშაო პარამეტრები. მოყვანილია ამჩვენებლების ტიპები, მათი აღწერები და თვისობრივი თავისებურებები. განხილულია ნაწილაკთა ნივთიერებაში მოძრაობისა და ენერგეტიკული კარგვების საკითხები, რაც მათი რეგისტრირების წინაპირობაა. მოკლედაა მიმოხილული დეტექტორები, რომლებიც უკვე აღარ გამოიყენება, თუმცა თანამედროვე ტექნოლოგიების საფუძველს წარმოადგენენ. წიგნში აგრეთვე გადმოცემულია დეტექტორების საწარმოო და ტესტირების უბნების, ექსპერიმენტული დანადგარის შექმნისათვის აუცილებელი სამუშაოების საორგანიზაციო საკითხები.

წიგნი განკუთვნილია ექსპერიმენტული ფიზიკის შემსწავლელი სტუდენტებისა და დეტექტორული ფიზიკის მიმართულებით მომუშავე ინჟინრების, მოქმედი ექსპერიმენტატორებისათვის. მეცნიერ-ფიზიკოსთა გარდა წიგნი გამოსადეგია სხვადასხვა პრაქტიკულ სფეროში (რადიაციული თერაპია, დოზიმეტრია, სამედიცინო ვიზუალიზაცია) მომუშავე სპეციალისტებისათვისაც.

E.Tskhadadze
Elementary Particle Detectors

The authors of separate sections are:

- M.Tabidze** : Passing of Radiation through the Material;
- A.Mestvirishvili** : Photomultipliers; Calorimetry;
- T.Sakhelashvili** : Semiconductor Detectors;
- G.Sekhniaidze** : High Resistive Plate Chambers; Detector Electronics;
- A.Gongadze** : “Micromegas” Chambers.

Editor: T.Lomtadze

Operation principles of the detectors in modern Particle Physics experiments are described. Their design and application opportunities, operational characteristics are discussed. Types of accelerators, their descriptions and qualitative characteristics are overviewed. The issues of passing the particles through the matter and their energy losses as being prerequisites for their registration are considered. Older generation of the detectors have been briefly reviewed since they form the basis of modern technologies. the organization of detectors production and their testing sites, essential works for creating of experimental setups are also discussed.

This book is intended for the students of experimental physics and engineers working in the field of detectors physics. Apart from the research physicists, it will also be useful for experts in other fields such as radiation therapy, dosimetry, and medical imaging.

რედაქტორისაგან

ექსპერიმენტული ფიზიკა უკვე 300 წელზე მეტი ხნის ისტორიას ითვლის. პირველი ექსპერიმენტები, რომლებიც ახლა სასკოლო პროგრამისთვისაც კი მარტივ ამოცანას წარმოადგენს, იმდროინდელი საზოგადოების ცნობიერებაში და სამყაროს აღქმაში სერიოზული სიახლის შემომტანი იყო. განვლილმა პერიოდმა დახვეწა არა მარტო ტექნიკური მხარე, არამედ დასმული ამოცანებიც. თუ პირველი ექსპერიმენტების მიზანი მოვლენების ახსნა იყო, თანამედროვე დანადგარები უკვე ისეთი მოვლენების შესწავლაზე მუშაობენ, რომლებიც მათ გარეშე არც კი მოხდებოდა ბუნებაში, ან, ყოველ შემთხვევაში, მსგავსი მოვლენა შეუძლებლად ჩაივლიდა.

სამი საუკუნის წინ მოძრაობის კანონების დადგენა და ბუნებრივი მოვლენების შეცნობა იყო ახალი კვლევების საგანი, XIX საუკუნე ძირითადად ელექტრობის ექსპერიმენტულ შესწავლას მიეძღვნა, XX საუკუნიდან მკვლევარები უკვე ნივთიერების აგებულების სიღრმეებს შეეჭიდნენ და ატომის, ბირთვისა და ელემენტარულ ნაწილაკთა აგებულების საიდუმლოებების გარკვევას ცდილობენ.

XX საუკუნის შუა წლებიდან მეცნიერთა წინაშე წამოჭრილი ამოცანების მასშტაბები გასცდა ჯგუფების, ინსტიტუტების შესაძლებლობებს, ქვეყნების მასშტაბებსაც კი. დღევანდელმა ლაბორატორიებმა უკვე კარგა ხანია გადააბიჯეს ნაციონალურ და პოლიტიკურ საზღვრებს და კვლევები სამეცნიერო ცენტრების, ინსტიტუტების კოლაბორაციების საშუალებით ტარდება. ამგვარი მიდგომის ნათელი დადასტურებაა ცერნი - ევროპის ბირთვული კვლევის ცენტრი (**CERN: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire**), რომელიც მსოფლიოს წამყვანი ფიზიკის ინსტიტუტების ერთობლივ კვლევასთან ერთად ტერიტორიულადაც უკვე 2 ქვეყანაში - შვეიცარიასა და საფრანგეთში მდებარეობს, ხოლო ექსპერიმენტული დანადგარების ნაწილი მესამე ქვეყანაშიც კი არის განთავსებული (იტალია, ექსპერიმენტი „ობერა“), რომ აღარაფერი ვთქვათ კოსმოსურ სივრცეში გაგზავნილ აპარატურაზე.

ვისაც ესმის სახელმწიფოში მეცნიერული აზრისა და კვლევის არსებობის აუცილებლობა, მათთვის გასაგებია, რომ მეცნიერის გაზრდისათვის აღარაა საკმარისი მხოლოდ ნიჭიერი ახალგაზრდისა თუ საუნივერსიტეტო ლაბორატორიის არსებობა. საჭიროა ქვეყანაში შექმნილი იყოს საბაზო კვლევითი ცენტრები, რომელთა დახმარებით შეიქმნება წინაპირობა დიდ საერთაშორისო კვლევებში მონაწილეობისათვის. ამ ცენტრებში უნდა მოხდეს საუნივერსიტეტო კურსდამთავრებულის მეცნიერად ჩამოყალიბება, რაც მათ საერთაშორისო კვლევებში მონაწილეობისაკენ გზას გაუხსნის, ქვეყანას კი მისცემს საშუალებას წამოიღოს და დანერგოს მოწინავე ტექნოლოგიები, რაც დღევანდელი ცხოვრების რიტმის აუცილებელ ატრიბუტს წარმოადგენს.

გასული საუკუნის 60-70-იანი წლებიდან საქართველოში ნაწილაკთა ფიზიკის შესწავლისა და ექსპერიმენტული ბაზის განვითარების მიმართულებით საკმაოდ სერიოზული ნაბიჯები გადაიდგა. საუნივერსიტეტო კათედრები, ლაბორატორიები, კვლევითი ინსტიტუტები მონაწილეობას იღებდნენ საერთაშორისო კოლაბორაციებში, რამაც აამაღლა ფიზიკის შესწავლის მიმართ ინტერესი, ჩამოყალიბდა სპეციალისტთა ჯგუფები. ეს იმდენად სერიოზულ დონეზე იქნა აყვანილი, რომ დიდმა გეოპოლიტიკურმა ძვრებმა, რამაც XX საუკუნის ბოლოს მრავალი სამეცნიერო კვლევის მიმართულება სრულად შეიწირა, ნაწილაკთა ფიზიკის კვლევებში მომუშავე ჯგუფებს გამანადგურებელი ზიანი ვერ მიაყენა. სპეციალისტები გადანაწილდნენ მსოფლიოს კვლევით ორგანიზაციებში და ქართველ ახალგაზრდებს კვლევის მიმართულება შეუნარჩუნეს.

წინამდებარე წიგნი წარმოადგენს სწორედ ერთ-ერთ დამხმარე საშუალებას ახალგაზრდა მკვლევართა აღსაზრდელად ექსპერიმენტული ფიზიკის მიმართულებით.

იგი შექმნილია ქართველ ფიზიკოსთა მიერ, რომლებიც მსოფლიოს სხვადასხვა ქვეყანაში გაფანტულ კვლევით ცენტრებში მოღვაწეობენ. მათი მრავალმხრივი სამეცნიერო გამოცდილება არის ასახული ამ ნაშრომში და იგი მნიშვნელოვანია მათთვის, ვისაც სამყაროს შეცნობის ეს გზა აინტერესებს.

წიგნის პირველი თავი ისტორიული თანმიმდევრობით გადმოცემს ტექნოლოგიური ბაზის აღწერას - ესაა ბუნებრივი რადიაცია, კოსმოსური სხივები და ამაჩქარებლები, რომელთა გარეშე მატერიის სიღრმეში შეღწევა შეუძლებელია. თანამედროვე მაღალტექნოლოგიური საწარმოები, სამედიცინო მიმართულებები უკვე იყენებენ ამაჩქარებლებს არაფუნდამენტური კვლევებისათვის და ამ დარგის ჩამორჩენა ქვეყნის ტექნოლოგიური განვითარებისკენ სწრაფვაში ხელშემშლელია.

თვალთ უხილავი ნაწილაკების მონაწილეობით ასევე თვალთ უხილავი პროცესების შესწავლა ერთი შეხედვით გადაუჭრელი ამოცანა უნდა იყოს, თუმცა დეტექტორულმა ფიზიკამ ამ მიმართულებით არსებული ეს დილემა წარმატებით გადაჭრა. წიგნის მეორე თავში უხილავ ნაწილაკთა „გამოვლინების“ თეორიული საფუძვლებია მოცემული, მესამე თავი კი წიგნის ძირითად თემას ეძღვნება - სწორედ ამ უხილავი ნაწილაკების დაბადების, მოძრაობისა თუ დაშლის დანახვა-შესწავლის საშუალებებს გვაცნობს. აღწერილია როგორც ისტორიული, დღეისათვის პრიმიტიულად მიჩნეული დეტექტორები, კარგად ცნობილი და ასევე ბოლო წლებში შექმნილი ნაწილაკთა რეგისტრაციის ტექნოლოგიურად ურთულესი ახალი საშუალებები. ეს თავი გვაცნობს ამ ხელსაწყოების მუშაობის პრინციპებს, როგორ უნდა დაიგეგმოს და შეიქმნას დეტექტორი დასმული ამოცანის მიხედვით, რა შედეგების და სიზუსტეების მიღების იმედი უნდა ვიქონიოთ, რაც ექსპერიმენტული ამოცანის წარმართვისა და მისი გადაწყვეტის წინაპირობაა.

ნაწილაკთა დეტექტორი არაა ისეთი ხელსაწყო, რომ მისი პირდაპირ შეძენა და ამუშავება შეიძლებოდეს. ყოველი ექსპერიმენტი უნიკალურ დეტექტორთა სისტემას საჭიროებს. ისინი იქმნება ექსპერიმენტატორთა მიერ კვლევით ლაბორატორიებში. ამგვარი სამეცნიერო „საწარმოს“ არსებობა არის კვლევითი ცენტრის მატერიალური ბაზა. წიგნის მეოთხე თავში სწორედ ამ მიმართულებაზეა საუბარი - როგორ უნდა მომზადდეს საწარმოო უბანი, შეიქმნას დეტექტორების ტესტირების ცენტრები და რა არის საჭირო საკუთრივ დეტექტორის გარდა, რომ ნაწილაკთა ურთიერთქმედებების შესახებ ჩვენამდე მოვიდეს ინფორმაცია.

წინამდებარე წიგნი ფუნდამენტალურ მეცნიერებებში მომუშავე სპეციალისტების გარდა ახალი, მაღალტექნოლოგიური მიმართულებებისათვის სათანადო კადრების მოსამზადებელი სერიოზული დამხმარე სახელმძღვანელოა.

თ.ლომთაძე

საძიებელი

თავი I. ფიზიკური ექსპერიმენტის მიზანი და საშუალებები.....	9
1. ერთეულთა სისტემა	11
2. ბუნებრივი რადიაცია.....	12
3. კოსმოსური სხივები	16
4. ამაჩქარებლები	18
• პირველი ამაჩქარებლები	21
• წრფივი ამაჩქარებლები	24
• ციკლოტრონი.....	27
• სინქროციკლოტრონი და იზოქრონული ციკლოტრონი.....	30
• ბეტატრონი	32
• სინქროტრონი, სინქროფაზოტრონი	37
• რეზონატორი.....	40
• კოლაიდერი.....	43
5. მაგნიტური ლინზები.....	48
6. დამუხტულ ნაწილაკთა წყაროები	54
თავი II. ნაწილაკთა დეტექტირების საფუძვლები	63
7. რადიაციის გავლა ნივთიერებაში.....	63
• ძირითადი ცნებები	65
• დამუხტული ნაწილაკების გავლა ნივთიერებაში	71
• ფოტონების გავლა ნივთიერებაში	91
• ძლიერი ურთიერთქმედების წვლილი	97
თავი III. ნაწილაკთა რეგისტრაციის ძირითადი მეთოდები.....	100
8. დეტექტორების მახასიათებლები	102
9. ტრეკული კამერები	107
• ვილსონის კამერა.....	108
• ბუმბოვანი კამერა.....	110
• ნაპერწკლოვანი კამერა	113
• სტრიმერული კამერა	116
• ფოტომულსიები	119
10. ფოტოგამამრავლებელი მილაკი	122
• ფოტოკათოდი.....	123
• შემშვები ფანჯარა.....	126
• მაფოკუსირებელი ელემენტი და დინოდები.....	129
• ფოტოგამამრავლებლის კვება	131
• ფოტოგამამრავლებელი მილაკის ბნელი დენი	132
• გამრავლების კოეფიციენტი	133
11. სცინტილატორული დეტექტორები	138
• სცინტილაცია და სცინტილატორი	139
• სცინტილატორული მთვლელის აგებულება	145

• შუქგამტარი ბოჭკოები	149
12. ჩერენკოვის გამოსხივება	155
• ზღურბლური დეტექტორი	156
• დიფერენციალური მთვლეელი	159
• ჩერენკოვის რგოლები.....	161
13. კალორიმეტრია	163
• ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები.....	167
• ადრონული კალორიმეტრები.....	176
14. ნახევარგამტარული დეტექტორები.....	188
• სილიციუმის ძირითადი მახასიათებლები	189
• მუხტის გადამტანების წარმოქმნა სილიციუმში.....	192
• ნახევარგამტარული დეტექტორის მუშაობის პრინციპი	194
• ნახევარგამტარული დეტექტორის ტიპები	198
• დეტექტორის ძირითადი მახასიათებლები	208
• რადიაციის ზემოქმედება სილიციუმის დეტექტორზე.....	211
15. გაზური განმუხტვის დეტექტორები	214
• იონიზაციური რეჟიმი და მთვლელები	216
• მთვლელები და კამერები პროპორციული რეჟიმში	219
• დრეიფული კამერების მუშაობა და კონსტრუქციები.....	234
• გეიგერის რეჟიმი და მთვლელები	240
• კამერები და მილაკები თვითმქრობად სტრიმერულ რეჟიმში.....	243
• მაღალი კუთრი წინაღობის სიბრტყეებიანი კამერები (RPC).....	252
16. კომბინირებული დეტექტორები	258
• გარდამავალი გამოსხივება	260
• დრო-პროექციული კამერა (TPC)	263
• ნაწილაკის იდენტიფიკაცია ფრენის დროის გაზომვით (TOF)	269
17. მიკროსტრუქტურული გაზური დეტექტორები (MPGD)	272
• მიკროსტრიპული დეტექტორი	274
• „მიკრომეგას“ კამერები.....	277
• გაზურ-ელექტრონული გამამრავლებელი (GEM)	285
თავი IV. დეტექტორების გაწყობა და ტესტირება	292
18. დეტექტორების ელექტრონიკა	292
• დეტექტორის გამოსავალი სიგნალი.....	295
• სიგნალის გამაძლიერებლები	300
• მონაცემების დაგროვების თანამედროვე სისტემები	303
• სტანდარტული ბლოკები	307
19. დეტექტორების სამუშაო პერიფერია.....	310
• დეტექტორების გაზომვარაგება	312
• თერმოსტაბილიზაცია და ვენტილაცია	317

• მაღალი ძაბვა დეტექტორებზე.....	321
20. დეტექტორების შექმნის და შემოწმების ინფრასტრუქტურა.....	326
• სუფთა სამუშაო ოთახი	327
• კოსმოსური სხივების ლაბორატორიული სტენდი	333
• გაზის გაჟონვის შემოწმება.....	336
• მაღალი ძაბვის სტენდები	343
• რენტგენული სხივების სტენდები	348
• დეტექტორის ტესტირება ამაჩქარებელზე	353
• დეტექტორის დაძველების ტესტი	357
• დეტექტორების პოზიციონირება, იუსტირება	362
21. დოზიმეტრი, როგორც ნაწილაკთა დეტექტორი	366
ბოლოთქმა	368
გამოყენებული ლიტერატურა	369

თავი I. ფიზიკური ექსპერიმენტის მიზანი და საშუალებები

მეცნიერების მიმართულება, რომელიც ატომბირთვის ფიზიკასა და ელემენტარულ ნაწილაკებს შეისწავლის, უკვე 100 წელზე მეტი ხნის ისტორიას ითვლის. ჩამოყალიბებულია საკმაოდ მწყობრი თეორია, თუმცა ის ჯერ კიდევ ექსპერიმენტულ შემოწმებებსა და დადასტურებებს საჭიროებს, რათა სწორი გზით განვითარდეს.

XX საუკუნემდე ფიზიკის ექსპერიმენტები ძირითადად ელექტრობისა და მექანიკის შესწავლის მიმართულებებით



სურ.1-1: ცერნის სიმბოლო - გლობუსი

ტარდებოდა, ამავე დროს არც იყო დაყოფა დღეისათვის უკვე ცალკე დარგებად

ჩამოყალიბებულ მეცნიერებებსა და განყოფილებებს შორის, როგორცაა ქიმია, ბიოფიზიკა, ელექტრობა, ოპტიკა... თეორიული ფიზიკა ფილოსოფიის ნაწილი იყო, მეცნიერი კი ფილოსოფოსად

იწოდებოდა (აქედან არის დღევანდელი სახელწოდებაში შემორჩენილი სამეცნიერო წოდება - ფილოსოფიის დოქტორი).

თანამედროვე ტექნოლოგიების განვითარების საფუძველზე ექსპერიმენტული კვლევები უკვე იმდენად დაიხვეწა, რომ მიღებული შედეგები ზოგჯერ წინ უსწრებს თეორიით მოსალოდნელ და ახსნად მოვლენებს. ამის თვალსაჩინო მაგალითები ბევრია: XX საუკუნის 30-იან წლებში ჩერენკოვის გამოსხივება ჯერ ვიზუალურად გამოვლინდა და შემდეგ მოხდა მოვლენის თეორიული ახსნა. არა და ეს მნიშვნელოვანი მოვლენა უბრალოდ, თვალთ იქნა დაფიქსირებული. XX საუკუნის 70-იან წლებში j/ψ ნაწილაკის დაბადება ამჩქარებლებზე დადგმულ ექსპერიმენტებში ასევე საკმაოდ მოულოდნელი აღმოჩნდა ამ მიმართულებით მომუშავე სპეციალისტებისათვის. მისი ბუნების თეორიული ახსნით გარკვეული ნახტომი გაკეთდა სამყაროს აღქმის საკითხში. ექსპერიმენტულად მიღებული მაღალტემპერატურული ზეგამტარობაც მხოლოდ ფაქტის შემდეგ იქნა ახსნილი და ახლა ეს მოვლენა თანამედროვე ექსპერიმენტული კვლევების ერთ-ერთი ტექნოლოგიური დასაყრდენია.

უფრო ახლო წარსულს თუ შევხედავთ, მსოფლიოში ურთულესი ტექნოლოგიური დანადგარი - დიდი ადრონული კოლაიდერი და მასზე მოქმედი ექსპერიმენტები მრავალი, წინასწარ უკვე თეორიულად შეცნობილი მოვლენის ასახსნელად იქნა აგებული. მაგალითად, კოლაიდერის ექსპერიმენტებში ჰიგსის ბოზონის დაბადებას ყველა მოუთმენლად ელოდა, ფიზიკოსები - საკითხში გარკვეულებიც და ოდნავ ჩახედულნიც, ჰუმანიტარული მეცნიერებების წარმომადგენლებიც კი. მიუხედავად საკმაოდ განვითარებული თეორიული

მომზადებისა, ადრო ნული კოლაიდერის ექსპერიმენტებმა მოსალოდნელი ჰიგსის ბოზონის გარდა კიდევ სხვა სიურპრიზები მოგვართვა და თავსატეხები გააჩინა.

ამ მცირე მაგალითებიდანაც შეიძლება გავაკეთოთ დასკვნა, რომ თანამედროვე ექსპერიმენტული ფიზიკა არა მხოლოდ ცნობილი ფაქტების შესწავლისა და თეორიის დადასტურების მექანიზმია, არამედ ჯერ კიდევ უცნობ სფეროში გადასვლის საშუალებაცაა.

ექსპერიმენტული ფიზიკის ფუძემდებლად გალილეო გალილეი მიიჩნევა - გავიხსენოთ მის მიერ პიზის კომპიდან სხეულთა ვარდნის შესწავლის ცდები. ამ დროიდან იწყება მექანიკის კანონების ჩამოყალიბება. XIX საუკუნის კვლევების ძირითადი მიმართულება ელექტრომაგნიტიზმის შესწავლა იყო. მაქსველის კანონების ჩამოყალიბებით ამ მხრივ ყველაფერი გარკვეულ იქნა და ელექტრომაგნიტური მეცნიერების სტატუსიდან ელექტროინჟინერიაში გადავიდა.

ბირთვული კვლევის მიმართულებებს 1896 წელს ანრი ბეკერელის მიერ აღმოჩენილი ბუნებრივი რადიაქტიურობის მოვლენა დაედო საფუძვლად. პირველი კვლევები ბირთვული ფიზიკის ექსპერიმენტებში სწორედ ბუნებრივი რადიაციის მოვლენის

გამოყენებით წარმართებოდა. ბეკერელის კვლევებმა ელექტროსკოპის სპონტანურ განმუხტვის მოვლენაში ბუნებრივი რადიაციის ფაქტორის გამორიცხვის საშუალება მისცა მეცნიერებს. 1912 წელს ვიქტორ ჰესს საჰაერო ბურთით 7-ჯერ მოუწია დამუხტული ელექტროსკოპის ატანა დიდ სიმაღლეებზე, განმუხტვაზე დაკვირვებების ჩასატარებლად. ასე აღმოჩნდა დედამიწაზე გარესამყაროდან მოსული გამოსხივება - კოსმოსური სხივები.



სურ.1-2: ატლას-ექსპერიმენტის [1-1] შახტა

ექსპერიმენტატორთა მიერ ნაწილაკთა ხელოვნური აჩქარების მეთოდოლოგიის დანერგვა კვლევების შემდგომ ეტაპად შეგვიძლია მივიჩნიოთ. თავდაპირველად ეს ერთგვარი სუსტი კონკურენცია იყო კოსმოსურ სხივებთან, თუმცა XX საუკუნის ბოლოსათვის ამაჩქარებლებზე ჩატარებულ ექსპერიმენტებში მიღებული ფიზიკური შედეგების წვლილმა საგრძნობლად გადააჭარბა კოსმოსური სხივების შედეგებს და კოსმოსური სხივების ფიზიკამ ზემაღალი ენერგიებისკენ წაინაცვლა, რაც ჯერჯერობით ამაჩქარებლებისათვის მიუწვდომელი არეა.

1. ერთეულთა სისტემა

სანამ კონკრეტულად საგნის განხილვას შევუდგებოდეთ, გავიხსენოთ ან გავეცნოთ ძირითად ერთეულთა სისტემას, რომელიც მიღებულია ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკაში.

ენერჯის საზომი ერთეულია ელექტრონვოლტი (ეე). იგი შეესაბამება ენერჯიას, რომელსაც ღებულობს ელექტრონი 1 ვოლტი პოტენციალთა სხვაობის გავლისას (აქედანაა სახელიც წარმოქმნილი). იგი ძალიან მცირე ერთეულია

$$1 \text{ ეე} = 1.60219 \cdot 10^{-19} \text{ ჯოული}$$

ნაწილაკთა ენერჯის საზომი წარმოებული სიდიდეებია მილიონ-ელექტრონვოლტი (1 მეე=10⁶ ეე), გიგა-ელექტრონვოლტი (1 გეე=10⁹ ეე), ტერა-ელექტრონვოლტი (1 ტეე=10¹² ეე), ცნობისათვის: დიდი ადრონული კოლაიდერის პროტონული კონის ენერჯია 7 ტეე-ია. კოსმოსური სხივების სპექტრი მრავალფეროვანია. დღეისათვის აქ დაფიქსირებული პროტონების იშვიათი ენერჯიები 10¹⁵-10¹⁹ ეე-ის რიგისაა.

ბუნებაში არსებული რადიაქტიური ნივთიერებების გამოსხივების ენერგეტიკული სპექტრები კეე და მეე-ის რიგისაა. მაგალითად ⁵⁵Fe რკინის იზოტოპის γ -გამოსხივების ენერგეტიკული სპექტრის მაქსიმუმები 5.89 კეე და 6.49 კეე-ის ფარგლებშია, რადიაქტიური პლუტონიუმი ²³⁹Pu ასხივებს α ნაწილაკებს 5.1 მეე ენერჯიით, სტრონციუმის (⁹⁰Sr) ელექტრონების სპექტრის ინტენსივობის მაქსიმუმი 0.55 მეე ენერჯიაზეა და ა.შ.

ზედმეტი ციფრების წერისაგან თავის ასარიდებლად ელემენტარული ნაწილაკების **მასის** გამოსახატავადაც ისევ ელექტრონვოლტების სისტემა გამოიყენება. მასის აღსანიშნავად ეე/c² ერთეულით ვისარგებლებთ ($E = mc^2$ ფორმულიდან გამომდინარე). საერთაშორისო SI სისტემასთან თუ გვინდა დავაკავშიროთ:

$$1 \text{ ეე}/c^2 = 1.78 \cdot 10^{-36} \text{ კგ}$$

ამის მაგვარად, **იმპულსის** (ეე/c) ერთეული SI სისტემას შემდეგნაირად შეესაბამება:

$$1 \text{ ეე}/c = 0.535 \cdot 10^{-27} \text{ კგ} \cdot \text{მ}/\text{წმ}$$

2. ბუნებრივი რადიაცია

მძიმე ბირთვების სპონტანური დაშლის შესწავლა XIX საუკუნის ბოლოს დაიწყო ბეკერელისა და კიურის ექსპერიმენტებით. დღეისათვის ბუნებრივი რადიაციის ერთ-ერთი გამოყენება დეტექტორების ტესტირება და ყალიბრებაა ამ წყაროების საშუალებით. თანამედროვე ლაბორატორიები აღჭურვილია ნივთიერებებით, რომლებიც საკონტროლო გამოსხივებას უზრუნველყოფენ მცირე ზომის კოლიმატორებიდან. უსაფრთხოების მიზნით ყოველი ამგვარი „წყარო“ თავსდება ტყვიის კედლებ-თავსახურიან კონტეინერში (სურ.2-1), ინახება ლაბორატორიის უსაფრთხო ადგილას სპეციალურ, დამოუკიდებელ სეიფებში. მათი მოხმარებისა და შენახვის პირობები შესაბამისი სამსახურების მხრიდან პერიოდულ კონტროლს ექვემდებარება, მოსარგებლე პერსონალი კი აუცილებელ ინსტრუქტაჟს გადის.

დეტექტორის მუშაობის შესასწავლად, როცა საჭიროა დეტექტორის სამუშაო გაზისა თუ ნივთიერების იონიზება, შეიძლება გამოყენებული იქნას γ , β და α წყაროები. ტესტირებისას სუფთა შედეგის მისაღებად სასურველია მონოენერგეტიკული, ყოველ შემთხვევაში, ვიწრო ენერგეტიკული პიკის მქონე წყაროს გამოყენება, ამასთან საჭიროა გარკვევით იყოს გამოყოფილი წყაროს დაშლის ტიპი. ბუნებრივი რადიაციის გარდა ლაბორატორიებში შეისწავლება და გამოიყენება ხელოვნური რადიაციული წყაროები. ამაჩქარებლიდან, რეაქტორიდან მიღებული ენერგეტიკული ნაწილაკებით ბირთვის ბომბარდირებისას ენერგია საკმარისია ბირთვის კულონური ბარიერის გადასალახავად. იონები აღწევენ სამიზნე ნივთიერების ბირთვში და ხდება არსებული ნივთიერების გარდაქმნა იზოტოპად, რომელიც რიგ შემთხვევაში უკვე დამოუკიდებელი რადიაქტიური ნივთიერება ხდება ხანგრძლივი ნახევრადდაშლის პერიოდით.

რადიაქტიური ნივთიერებები შეიძლება ერთდროულად რამდენიმე ტიპის გამოსხივებას იძლეოდნენ, რაც ტესტირების შედეგების დანაგვიანებას იწვევს. ზოგი ნივთიერების β -დაშლისას, ელექტრონის გამოსხივება ხდება და იმავედროულად ატომი გადადის აღზნებულ მდგომარეობაში, რაც γ კვანტის გამოშვებით სრულდება, რიგი ნივთიერებები კი პირდაპირ საბოლოო მდგომარეობის ბირთვს აყალიბებენ და ამ დროს სუფთა β -დაშლა გვაქვს (მაგალითად, Sr^{90}).



სურ.2-1: ლაბორატორიული რადიაქტიური წყარო ტყვია-თითბრის კორპუსში

წყაროდან მიღებული გამოსხივება შეიძლება დამატებითი აპარატურის დახმარებით „გასუფთავდეს“. ამისათვის შეიძლება გამოვიყენოთ მაგნიტურ ველში დამუხტული კომპონენტის ტრეპტორიის გადახრა და ენერგეტიკული სეპარირება გადახრის კუთხის მიხედვით.

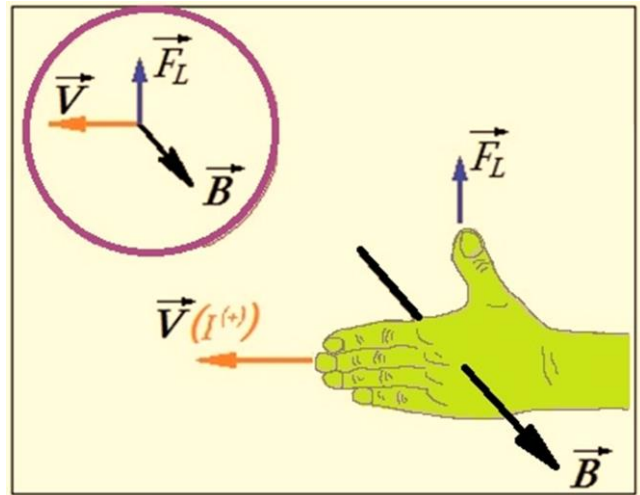
გავიხსენოთ ცოტა რამ სასკოლო ფიზიკის კურსიდან. რადიაქტიური წყაროდან

მიღებული ნაწილაკების სიჩქარეები გვადლევს საშუალებას ვიმუშაოთ არარელატივისტურ არეში.

მაგნიტური ველი მოქმედებს დამუხტული ნაწილაკის მოძრაობაზე შემდეგი კანონის მიხედვით:

$$F_L = q \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha \quad \{2.1\}$$

სადაც q - ნაწილაკის მუხტია, v - მისი სიჩქარე, B - მაგნიტური ველის ინდუქცია. α კი კუთხეა მაგნიტური ველის მიმართულებასა და ნაწილაკის სიჩქარის ვექტორს შორის. F_L -ს ლორენცის ძალას უწოდებენ. ამ ძალის მიმართულებას მარტივად გვაჩვენებს მარცხენა ხელის წესი - ხელი მივმართოთ ისე, რომ მაგნიტური ველი (\vec{B}) შედიოდეს ხელისგულში, გაშლილი თითები კი დადებითი მუხტის მოძრაობის (\vec{V}), ანუ დენის მიმართულებით ($I^{(+)}$). მაშინ 90° -ზე გაშვებული ცერი გვიჩვენებს ლორენცის ძალის (\vec{F}_L) მიმართულებას. ლორენცის ძალა სიჩქარის მართობულია, ამიტომ ის ნაწილაკის სიჩქარის სიდიდეს არ ცვლის, მხოლოდ ტრაექტორიას ამრუდებს.



სურ.2-2: მარცხენა ხელის წესი ლორენცის ძალისათვის.

განვიხილოთ მარტივი შემთხვევა, როცა დამუხტული ნაწილაკი მოძრაობს მაგნიტური ველის პერპენდიკულარულად, ანუ $\alpha=90^\circ$. სიმრუდის რადიუსი შეგვიძლია გამოვთვალოთ შემდეგნაირად:

$$F_L = m \cdot a_c = m \cdot \frac{v^2}{R} \quad \{2.2\}$$

აქ a_c ცენტრისკენული აჩქარებაა. წინა ფორმულის გამოყენებით გამოვთვალოთ R - სიმრუდის რადიუსს:

$$R = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} \quad \{2.3\}$$

ეს ფორმულა საშუალებას გვადლევს დამუხტული ნაწილაკების სხივი გავშალოთ სიჩქარეების მიხედვით სხვადასხვა რადიუსის რკალებზე, შესაბამის ადგილზე კოლიმატორის ხვრელი კი სპექტრიდან ამოჭრის სასურველი ენერგიის ვიწრო ზოლს.

გავითვალისწინოთ, რომ ლაბორატორიული წყაროები მცირე ინტენსივობისაა და ამგვარი სპექტრალური გაშლით კონის ინტენსივობა საგრძნობლად ეცემა.

მეორეს მხრივ, თუ გვინტერესებს მხოლოდ γ -კვანტები (მაგალითად სცინტილატორული მთვლელის ან ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის

ყალიბრებისას), მაშინ მაგნიტური ველით ხდება დამუხტული კომპონენტის მოცილება და პირდაპირ მიმართულებაზე მხოლოდ ფოტონების სხივები დარჩება. კობალტის იზოტოპები β -დაშლისას საკმაოდ მონოენერგეტიკულ γ კვანტებს გამოასხივებენ, რაც დეტექტორის ყალიბრებისათვის სასურველია. მივაქციოთ ყურადღება - კობალტის ^{57}Co იზოტოპის ნახევრადდაშლის პერიოდი 1 წელს არ აღწევს და ამგვარი წყარო შეიძლება ლაბორატორიაში ხანგრძლივად შენახვის პერიოდში რკინად მოგვევლინოს. ^{60}Co შედარებით მეტხანს „ცოცხლობს“.

ბუნებრივი გამოსხივების თანმხლები დაბალენერგეტიკული α -კომპონენტის მოცილება მარტივია. ცნობილია, რომ α -ნაწილაკები მცირე ენერჯიის გამო მარტივად შთაინთქმებიან ნივთიერების თხელ ფენაში, ასე რომ ზოგიერთ შემთხვევაში წყაროს „გასაწმენდად“ საკმარისია ნაწილაკთა გზაზე ლითონის თხელი ფოლგის ჩადგმა.

წყარო	ნახევრადდაშლის პერიოდი	გამოსხივების ტიპი	ცხრილი /2-1/
			ენერგეტიკული სპექტრის პიკი (კეე)
^{55}Fe	2.74 წელი	γ	5.89
			6.49
^{134}Cs	2.07 წელი	γ	563.2
			569.3
			604.7
			795.8
^{241}Am	433 წელი	γ	26.3
		γ	56.5
		α	5490
		α	5440
^{57}Co	272 დღე	γ	14.4
			122.1
^{60}Co	5.27 წელი	γ	1173.2
			1332.5
^{90}Sr	28.8 წელი	β	545.9
^{137}Cs	20.2 წელი	β	511.7
		γ	1173.4
			661.7

ცხრილში /2-1/ მოცემულია ლაბორატორიულ სამუშაოებში გამოყენებისათვის ვარგისი რადიაციის წყაროების ჩამონათვალი და მათი პარამეტრები.

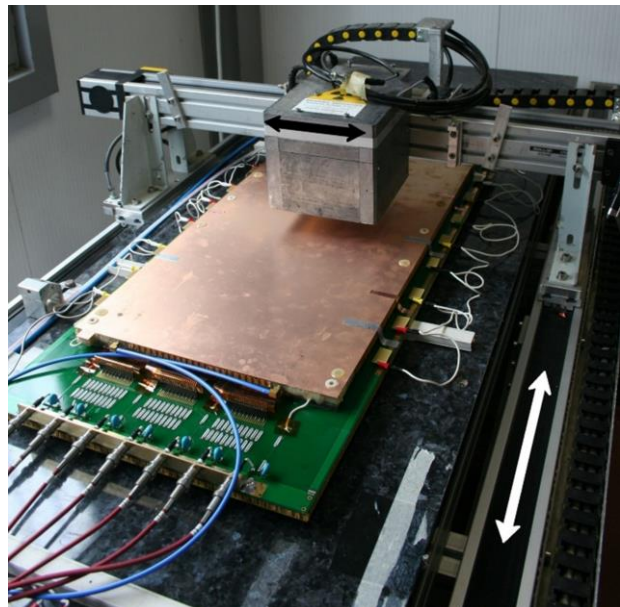
ყოველ წყაროს, რომელიც ლაბორატორიაში გამოჩნდება, თან უნდა ახლდეს მახასიათებლების ჩამონათვალი. წყაროს აქტიურობა მისი სიძველის მიხედვით

შეიძლება დაწეული იყოს, ამიტომ აღნიშნული უნდა იყოს ბოლო შემოწმების თარიღი.

რადიაექტიური წყაროს აქტიურობის საზომი ერთეულია ბეკერელი - ერთი ბირთვის დაშლა წამში. იგი მიღებული იქნა 1986 წელს. მანამდე არსებულ ერთეულთან (კიური) იგი დაკავშირებულია შემდეგნაირად:

$$1 \text{ ბკ} = 1 \text{ დაშლა/წმ} = 2.7 \cdot 10^{-11} \text{ კიური}$$

წყაროზე შემოწმება დეტექტორის ტესტირებისათვის არაა საკმარისი მის მუშაობაზე სრული სურათის მისაღებად, გამოსხივების დაბალი ინტენსივობისა და დაბალი ენერგეტიკული სპექტრების გამო. ასევე რთულია, მაგალითად, ეფექტურობის გასაზომად ორმხრივი ტრიგერის ორგანიზება, რადგან პირველი ელემენტი უკვე შთანთქავს, ან საგრძნობლად განაბნევს დარეგისტრირებულ ნაწილაკს. კოორდინატული სიზუსტის გაზომვას ხელს შეუშლის ნელი ნაწილაკების გაბნევა კამერის სარკმელებისა და ელექტროდების ნივთიერებაში. შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ეს მხოლოდ დეტექტორის პირველადი კონტროლია.



სურ.2-3: დეტექტორის რადიაექტიურ წყაროზე ტესტირების სტენდი

სურ.2-3-ზე ვხედავთ რადიაციული წყაროს გამოყენებით მომუშავე ლაბორატორიულ ორკოორდინატიან სტენდს. კომპიუტერულად მართვადი ავტომატური სისტემები უზრუნველყოფენ კამერის სრული ფართობის დაშუქებას აქტიური ელემენტის XY კოორდინატულად მოძრაობით. ამ დროს ოპერატორის სიახლოვეს ყოფნა არ მოითხოვება. გადაადგილების სენსორ-მოტორები უზრუნველყოფენ წყაროს მდებარეობის მონიტორირებას.

ბუნებრივი რადიაციის პირდაპირი გამოყენება ფიზიკური პროცესების შესასწავლად დღეისათვის უკვე საკმაოდ დამუშავებული თემაა, მაღალი ენერგიების ფიზიკის ამოცანებში იგი აღარ განიხილება. მიუხედავად ამისა, ბუნებრივი რადიაცია ხშირად გამოიყენება სხვადასხვა პრეპარატების მარტივი დასხივებისათვის, ამ დროს პროცესების ენერგეტიკული, კოორდინატული კონტროლისა და მონიტორინგის ამოცანა შეიძლება დადგეს, რა დროსაც დეტექტორული ფიზიკა იქნება ჩართული კვლევებში.

3. კოსმოსური სხივები

მეოცე საუკუნის 30-იანი წლები კოსმოსურ სხივების შესწავლის დასაწყისად ითვლება. ეს ის პერიოდია, როცა ცნობილი ელემენტარული ნაწილაკების ხელოვნური აჩქარების მეთოდოლოგია ჯერ კიდევ ჩანასახურ ფაზაშია და ბუნებისგან ნაჩუქარი უცნობი სხივები ჯერ კიდევ არ არის სათანადოდ დონეზე შესწავლილი. სწორედ ამ მიმართულებით კვლევებში იქნა აღმოჩენილი ფართო ატმოსფერული ღვარები, პოზიტრონი, პიონი, კაონი, მიუონი, Λ-ჰიპერონი, რელიქტური გამოსხივება. თანდათანობით დაზუსტდა სხივების შემადგენლობა, მათი წარმოშობის წყაროებზეც შეგვიძლია დღეისათვის საუბარი. ეს მიმართულება დღეს კოსმოლოგიისა და ასტროფიზიკის სფეროში გადავიდა.



სურ.3-1: ანტარქტიდის ექსპერიმენტის ფოტოგამამრავლებლები

მიუხედავად ამაჩქარებლური ექსპერიმენტების დიდი წარმატებებისა, კოსმოსური სხივების შესწავლა დღესაც აქტიურად გრძელდება. ერთ-ერთი ყველაზე ცნობილი ექსპერიმენტი IceCube ანტარქტიდაზე ტარდება, სამხრეთ პოლუსზე ყინულების სიღრმეში ჩამალული დეტექტორებისაგან საყურადღებო

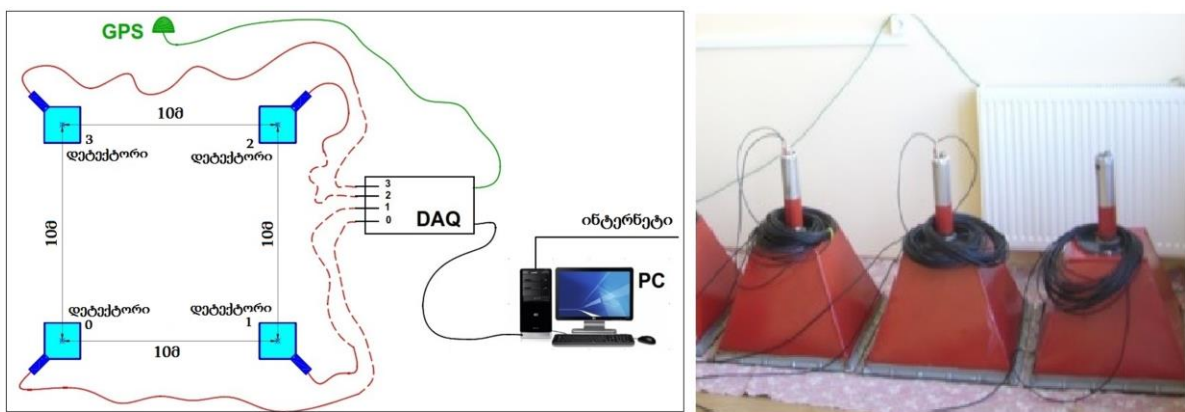


სურ.3-2: გ.ჩიკოვანის სახელობის ცხრა-წყაროს მაღალმთიანი ლაბორატორია (1981 წ.)

შედეგებია მიღებული ზემოდალი ენერგიების ნეიტრინოების დარეგისტრირების მხრივ [3-1].

კოსმოსური სხივების შესწავლას საქართველოში 50-წლიანი ისტორია აქვს. გასული საუკუნის 50-60-იან წლებში იალბუხის ფერდობებზე, ე.წ. „ყინულის სადგურში“ ტარდებოდა პირველი ექსპერიმენტები, რომლებშიც საქართველოს მეცნიერებთა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტის მეცნიერთა ჯგუფი მონაწილეობდა [3-2]. ამის შემდეგ კვლევებმა ბაკურიანში და მის მახლობლად, ცხრა-წყაროს უღელტეხილზე აგებულ, გ.ჩიქოვანის სახელობის ლაბორატორიაში გადმოინაცვლა [3-3]. ქართველ მეცნიერთა ჯგუფი პამირის მთებში ჩატარებული კოლაბორაციის წევრიც იყო [3-4], სადაც ფოტომულსიების საშუალებით იწერებოდა ინფორმაცია. თბილისში, მთების სიღრმეებში შეჭრილ გვირაბებში თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტისა და ფიზიკის ინსტიტუტის კოსმოსური სხივების ფიზიკის ლაბორატორიებიც არსებობდა.

პოლიტიკურ-ეკონომიური კრიზისების გამო ეს მიმართულება ამჟამად საკმაოდ დასუსტებულია. ფიზიკის ინსტიტუტის მცირე ჯგუფი მაინც აგრძელებს კოსმოსურ სხივებზე დაკვირვებას ექსპერიმენტული პროგრამის „GELATICA“ ფარგლებში [3-5]. სცინტილატორული მთვლელები, რომლებიც კლასტერებად ნაწილდება სხვადასხვა გეოგრაფიულ წერტილებში, ერთმანეთთან სატელიტური კავშირის (GPS) საშუალებითაა დროში სინქრონიზირებული. მიღებული ინფორმაცია სამეცნიერო და პრაქტიკული თვალსაზრისითაც საკმაოდ პერსპექტიულია. ანალოგიური პროექტები მსოფლიოს მრავალ ქვეყანაშია ამოქმედებული.



სურ.3-3: GELATICA-პროექტის სქემა და სცინტილატორული მთვლელები

თავად სხივების ბუნების შესწავლისა და ასტროფიზიკური ინფორმაციის მიღების გარდა კოსმოსიდან მოვლენილი ნაწილაკები კარგი საშუალებაა დეტექტორული ფიზიკის მიმართულებით შექმნილი ხელსაწყოების ტესტირებისათვის. მიუხედავად დაბალი ინტენსივობისა (დაახლოებით 100 ჰერცი/მ²), არის შესაძლებლობა დიდი ზომის დეტექტორების სრულად დასასხივებლად. შესაბამისად, სამუშაო რეჟიმში გამოიცდება მთელი დეტექტორი. ამასთან, ტრიგერული რეგულაციით ცალკეული ელემენტების „გაშუქებაც“ არის შესაძლებელი (იხ. ქვემოთ).

4. ამაჩქარებლები

ატომის ბირთვისა და მისი შემადგენლობის შესწავლის საშუალებად თანამედროვე ფიზიკა ბირთვების სხვა ნაწილაკებით ბომბარდირების მეთოდს იყენებს. ექსპერიმენტი, რომელმაც თავად ბირთვის არსებობა დაადასტურა, სწორედ ბუნებრივი რადიაციით მიღებული α -ნაწილაკების ოქროს ფირფიტაზე გაბნევა გახდა, რომელიც რეზერფორდის მიერ იყო ჩატარებული 1909-1911 წლებში. შემდგომმა კვლევებმა უკვე ბირთვის სიღრმეში შეღწევა მოითხოვა, რისთვისაც ბუნების მიერ რადიაციით მოწოდებული ნაწილაკების ენერგია საკმარისი არ აღმოჩნდა და წამოიჭრა მათი ხელოვნურად აჩქარების ამოცანა.



სურ.4-1: ცერნის ამაჩქარებლების კონტურები, მონიშნული აეროფოტოზე

დანადგარებს, რომლებიც ამ ამოცანის გადასაჭრელად შეიქმნა, მარტივად „ამაჩქარებლები“ ეწოდათ. *ამაჩქარებელი, ეს არის დანადგარი, რომელშიც ელექტრონების, პროტონების, სხვა ელემენტარული ნაწილაკებისა და იონების მიმართული კონა ენერგიით, რომელიც მნიშვნელოვნად აჭარბებს აღნიშნულ ნაწილაკთა სითბურ ენერგიას.* თითქმის ნახევარი საუკუნეა, ამაჩქარებლები ახალი ფიზიკის შექმნის ინსტრუმენტებად წარმატებით გამოიყენება.

თანამედროვე ამაჩქარებელი ეს აღარაა ერთი ხელსაწყო - იგი მრავალ ურთულეს დანადგართა ერთობლიობაა. ამ კომპლექსის პირველი ელემენტი ელექტრონების ან იონების წყაროა. შემდეგ მოდის პირველადი ამაჩქარებელი, ნაწილაკთა დამაგროვებელი, წრფივი ამაჩქარებელი, ბუსტერი, ინჟექტორი, დიდი ამაჩქარებელი ან ამაჩქარებელ-დამაგროვებელი რგოლები. ასევე, სისტემაში შედის უამრავი მაფოკუსირებელი, გადამხრელი მაგნიტური ლინზები, ვაკუუმური სისტემები, ძაბვის მაფორმირებელი სისტემები, თერმული სტაბილიზაციის სისტემა, ნაწილაკთა კონის მაკონტროლირებელი შუალედური დეტექტორები, კონის გამომყვანი მაგნიტური სისტემები, ექსპერიმენტულ დანადგარებისკენ მიმართული მაგნიტური ხაზები, სამიზნეები, გამოსხივების მაკონტროლირებელი სისტემები და ა.შ.

ელექტრომაგნიტური ველის დამუხტულ ნაწილაკებზე მოქმედება სწორედ ის საფუძველია, რასაც აჩქარების პრინციპი ემყარება. ელექტრული ველის ძალა, მოქმედი მუხტზე, განისაზღვრება ფორმულით

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad \{4.1\}$$

სადაც q - ნაწილაკის მუხტია, E კი ელექტრული ველის დამაბულობა. დადებით მუხტზე ედება ძალა, მიმართული ელექტრული ველის დამაბულობის მიმართულებით და ნაწილაკს ანიჭებს აჩქარებას

$$\vec{a} = \frac{q}{m}\vec{E} \quad \{4.2\}$$

აქ m დამუხტული ნაწილაკის მასაა. (თვალსაჩინოებისთვის, ჯერჯერობით ვრჩებით ნიუტონის მექანიკის სივრცეში). აჩქარების ვექტორი მიმართულია მოდებული ძალის, შესაბამისად ელექტრული ველის დამაბულობის ვექტორის მიმართულებით.

უმარტივესი ამაჩქარებელი - ეს დადებითად და უარყოფითად დამუხტული პარალელური ფირფიტებია, რომელთა შორის გაივლის ნაწილაკი, მაგალითად ელექტრონი, ან პროტონი...

ამაჩქარებლები შეგვიძლია დავყოთ რამდენიმე ძირითად ტიპად:

ასაჩქარებელ ნაწილაკთა მოძრაობის მიხედვით: წრფივი ფიქსირებული სამიზნით, წრფივი შემხვედრი, წრიული ფიქსირებული სამიზნით და წრიული შემხვედრი რგოლები;

აჩქარების მეთოდის მიხედვით ძირითადია: ციკლოტრონი, ფაზოტრონი, სინქროტრონი, სინქროფაზოტრონი. თანამედროვე ტექნოლოგიები ასევე ახალი ტიპის მეთოდიკას გვთავაზობენ - ლაზერული, კრისტალური და ა.შ. ისინი ჯერ ლაბორატორიული კვლევების ფაზაშია.

ასაჩქარებელ ნაწილაკთა ტიპის მიხედვით: ელექტრონული, პოზიტრონული, პროტონული, ანტიპროტონული, იონების... შემხვედრი რგოლები შეიძლება იყოს e^+e^- ; $p\bar{p}$; e^-p , pp , ...

მეორადი ნაწილაკების მიხედვით ამაჩქარებელი შეიძლება გამოიყენებოდეს, როგორც ნეიტრონების, მაღალენერგეტიკული ფოტონების, ნეიტრონების, პიონებისა და მიუონების წყაროებადაც.

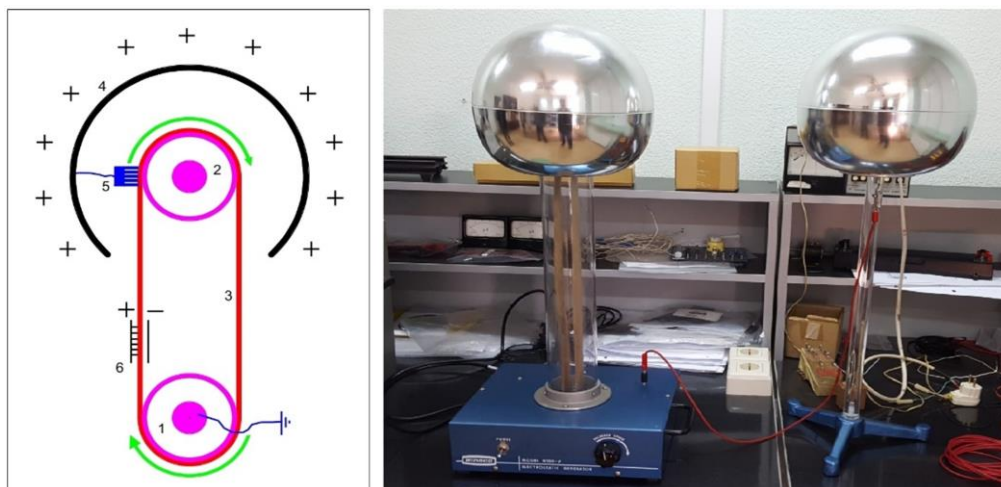
ფაბრიკები მეტსახელია კონკრეტული ფიზიკური ამოცანისათვის აგებული ან მოდიფიცირებული ამაჩქარებლებისათვის, როცა დანადგარი განკუთვნილია გარკვეული ნაწილაკის დიდი ინტენსივობის მისაღებად, რათა სტატისტიკურად უზრუნველყოფილი იყოს რომელიმე იშვიათი დაბადება ან დაშლის მოდა: - **მეზონური ფაბრიკა** იშვიათი დაშლების დასამზერად, C-ფაბრიკა უცნაური ნაწილაკების ბუნების შესასწავლად, B-ფაბრიკა b-კვარკიან ნაწილაკთა მისაღებად და ა.შ. იტალიის ქ. ფრასკატიში მდებარე e^+e^- ამაჩქარებლის ენერგია ამ ბოლო წლებში მასათა ცენტრის სისტემაში ϕ^0 (1020) მეზონის მასაზეა გათვლილი და აწყობილი. შესაბამისად, ამ რეჟიმში იგი ϕ^0 -ფაბრიკადაც მოიხსენიება.

ამაჩქარებელი დანადგარების ფართო სპექტრის არსებობა აფართოებს მათი გამოყენების სფეროსაც. ფუნდამენტალური ფიზიკის სამეცნიერო კვლევების გარდა დღეისათვის ამაჩქარებლები გამოიყენება ნახევარგამტარების დამზადების

ტექნოლოგიებში, როცა საჭიროა ერთი ნივთიერების მასაში მეორე ნივთიერების იონების შეყვანა. სამედიცინო სფეროში უკვე მრავალი ქვეყანა იყენებს აჩქარებული პროტონებითა და იონებით თერაპიის მეთოდს. მიმდინარეობს კვლევები აჩქარებული ნაწილაკების გაბნევის მიხედვით რთული შემადგენლობის ეტალონების ზუსტი სკანირების მეთოდების სრულყოფისათვის და ა.შ.

• პირველი ამაჩქარებლები

როგორც ვნახეთ, ნაწილაკის აჩქარებისათვის საკმარისია მისი გატარება ელექტრულ ველში და რაც მეტია ველის სიდიდე, მით მეტი იქნება გამოსავალზე



სურ.4-2: ვან დერ გრააფის გენერატორი

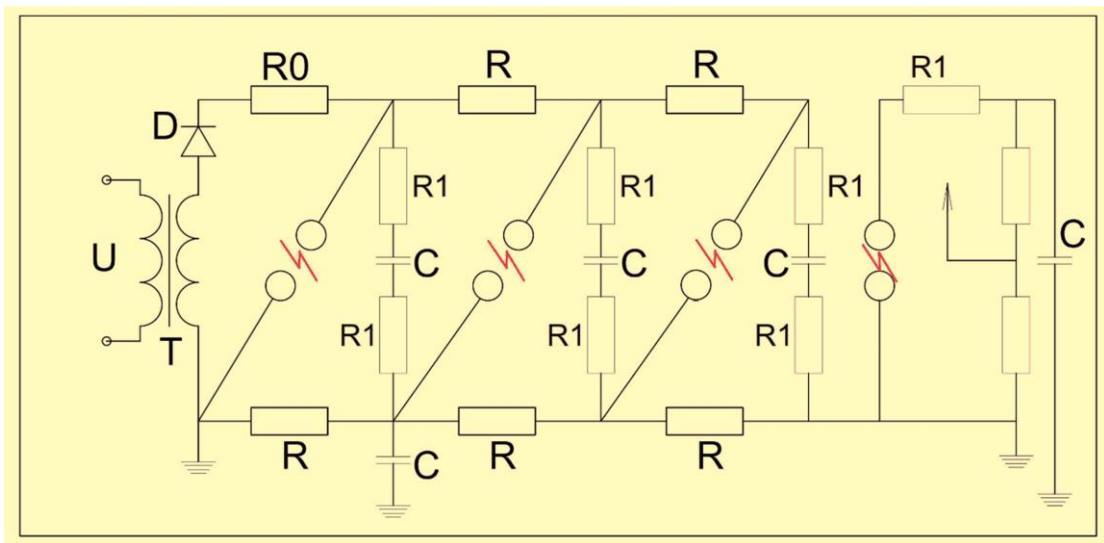
სიჩქარე. ისტორიულად პირველი ამაჩქარებლები პირდაპირი მოქმედების იყო, ანუ მუხტი ჩქარდებოდა სტატიკურ ელექტრულ ველში, რომელიც იქმნებოდა დიდი რაოდენობის მუხტის დაგროვებით. სხვადასხვა ტიპის ასეთ ამაჩქარებლებს მუხტების წყაროდან ინჟექცია და აჩქარების მილაკი ერთნაირი ჰქონდათ, განსხვავება დიდი რაოდენობის მუხტის მოგროვების პრინციპებში იყო.

გასული საუკუნის 20-იან წლებში ამგვარი, პირდაპირი მოქმედების ამაჩქარებელი შეიქმნა ამერიკელი ფიზიკოსის, რ. ვან დერ გრააფის [4-1] მიერ გამოგონებული მაღალი ძაბვის გენერატორის ბაზაზე. 80 კვ ძაბვამდე დამუხტული სფერო, რომელზეც მუხტი გროვდებოდა მასზე მუხტების მექანიკურად გადატანით, ქმნიდა იმ დროისათვის მაქსიმალურ ელექტრულ ველს. სფეროზე აკუმულირებული მუხტის სიდიდეს მხოლოდ გვირგვინა განმუხტვა საზღვრავდა. ვან დერ გრააფის გენერატორი იმ პერიოდის ფიზიკური ექსპერიმენტების ძირითადი ხელსაწყო გახდა. სურ.4-2-ზე მოცემულია გენერატორის სქემა. ორ მბრუნავ ლილვზე (1,2) დიელექტრიკის ლენტი (3) არის გადაჭიმული. ქვედა ლილვი (1) ლითონისგანაა დამზადებული და ელექტრულად დამიწებულია. ზედა ლილვის (2) მასალა დიელექტრიკია.



სურ.4-3: კოკროფტ-უოლტონის გენერატორი (1939 წ.)

დასამუხტ სფეროდან მოშორებით, ქვედა ლილვთან, ლენტი მოქცეულია აკუმულატორთან მიერთებულ ელექტროდებს (6) შორის და დადებით ელექტროდთან მიერთებული გამტარი ჯაგრისი ეხება ლენტს. ზედა ლილვთან კი ლენტს ედება მეორე ლითონის ჯაგრისის (5) ფხები, რომლების ელექტრულად შეერთებულია ჩამოცმული ლითონის სფეროს შიდა ზედაპირთან. ლილვების ბრუნვით ლენტი მოძრაობს ისრების მიმართულებით. აკუმულატორის დადებითი ელექტროდი ლენტიდან გაიწოვს ელექტრონებს. ლენტაზე შერჩენილი დადებითი მუხტი ზედა ლითონის ჯაგრისიდან გადადის ლითონის სფეროს ზედაპირზე. უფრო ზუსტად, ლითონის სფეროდან უარყოფითი ელექტრონები გადმოდის ლენტაზე, რის გამოც სფეროზე რჩება დადებითი პოტენციალი. მუხტი ყოველთვის ექცევა ლითონის გარე ზედაპირზე. ამგვარად, ლილვების მექანიკური ბრუნვით დადებითი მუხტები თავს იყრიან ზედა



სურ. 4-4: მარქსის გენერატორის სქემა

სფეროზე.

მაღალი ძაბვა ჯერ კიდევ არაა ამაჩქარებელი. ელექტრონების ასაჩქარებად ზედა სფეროსთან მონტაჟდება მეორე სფერო, რომელზეც ინდუცირდება უარყოფითი მუხტი. აჩქარების არხია ვაკუუმური მილაკი, რომლის სფეროსთან ახლო ბოლოში ელექტრონების წყარო თავსდება. აქედან კი კულონური განზიდვის ძალები ელექტრონებს მილაკის გავლით სამიზნისკენ გააქანებენ. დადებითი ნაწილაკების აჩქარებისათვის პირდაპირ გენერატორის სფეროდან ხდება აჩქარება.

ვან დერ გრააფის გენერატორი სწრაფად გახდა იმ დროის ექსპერიმენტული ფიზიკის წამყვანი ელემენტი და მისი ტექნიკური დახვეწაც კი მოხდა, თუმცა მან მალევე ამოწურა შესაძლებლობები (40-50 მეგ ენერგიების პროტონებისათვის).

დიდი მუხტის თავმოყრით ელექტრული ველის მაღალი დამაბულობის მიღების კიდევ ერთი მცდელობა იყო მარქსის გენერატორის შექმნა [4-2]: - პარალელურად ჩართულ კონდენსატორთა სისტემის დამუხტვა და მათი მომენტალური ერთმანეთზე მიმდევრობით მიერთება მართლაც დიდძალი მუხტის აკუმულირების საშუალებას იძლეოდა. სქემაზე მოცემულია

კონდენსატორთა განლაგება დასამუხტად და მათი ჩართვის სქემა მუხტის გადანაწილებისას. სქემის გადართვა ხორციელდება განმუხტვის სფეროებს შორის



სურ.4-5: ექსპერიმენტ „რისკ“-ის მარქსის გენერატორი (1980 წ.)

გარღვევის (წითელი ფერით) ინიცირებით (სურ.4-4).

მარქსის გენერატორის გამოსავალი ძაბვა ($10\text{კვ}\approx 10\text{მვ}$) განისაზღვრება კონდენსატორების რაოდენობით - მათზე დაგროვებული მუხტი იკრიბება მიმდევრობით ჩართვისას. უსასრულოდ გაზრდას ხელს უშლის პარაზიტული განმუხტვები, ასევე იზრდება კონდენსატორების დამუხტვის ხანგრძლივობა და ფიზიკური ამოცანის გადასაჭრელად საჭირო პირობებიდან გამოვდივართ. განმუხტვების სიხშირე 10 ჰერცი მიიღწევა. მიღებული იმპულსის ხანგრძლივობა მიკროწამების რიგისაა - ზოგიერთ შემთხვევაში მხოლოდ იმპულსის ფრონტია საჭირო, ამიტომაც განმუხტვის სქემა ნანოწამების შემდეგ აგდებას ძაბვას.

გასული საუკუნის ბოლოს მარქსის გენერატორებმა დიდი გამოყენება ჰპოვეს დეტექტორების ტექნოლოგიების განვითარებისას. სტრიმერული კამერა საჭიროებდა ნანოწამების რიგის მაღალ იმპულსურ ძაბვას. 80-იან წლებში სერპუხოვოს ამაჩქარებელზე ქართველი სამეცნიერო ჯგუფის მონაწილეობით ჩატარებული იქნა ექსპერიმენტი „რისკი“, 5-მეტრიანი სტრიმერული კამერის [4-3] ბაზაზე, რომელიც უზარმაზარი მარქსის გენერატორით იმუხტებოდა (400 კვ). ამ დროს კონდენსატორების საიმედო იზოლაციისათვის მთელი სისტემა ტექნიკური ზეთით სავსე დიდ კასრში იყო ჩაშვებული (სურ. 4-5), [4-4].

იმპულსური მოქმედების კიდევ რამდენიმე გენერატორი იქნა შექმნილი - ფიტჩის გენერატორი (1964 წ., [4-5]), ასიმეტრიული კასკადური კოკროფტ-უოლტონის გენერატორი (1932 წ., [4-6]) და ა.შ.

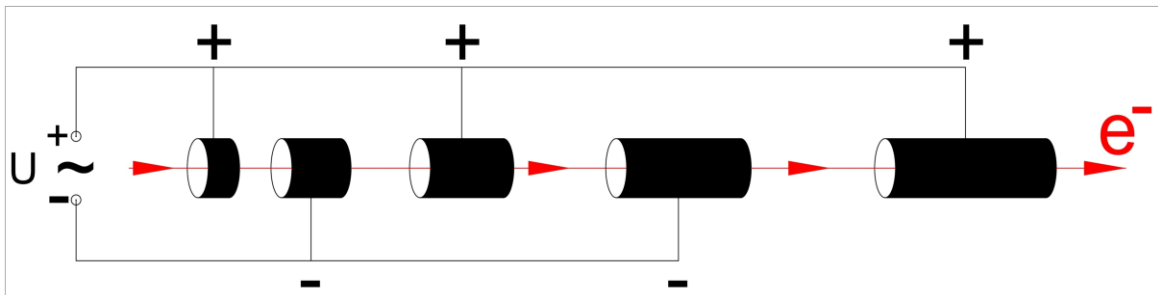
იმპულსური გენერატორების დამუხტვა-განმუხტვის დაბალი სიხშირე დიდი სტატისტიკური მასალის დაგროვების საშუალებას არ იძლეოდა, ფიზიკური ექსპერიმენტები კი უკვე იშვიათი, მცირე განივკვეთიანი რეაქციების შესწავლაზე გადავიდა და აუცილებელი გახდა აჩქარების უფრო ეფექტური მეთოდების დანერგვა.

ასეთი დანადგარი გახდა წრფივი ამაჩქარებელი.

• **წრფივი ამაჩქარებლები**

წრფივი ამაჩქარებელი მასში შეშვებულ ნაწილაკს აჩქარებს ტრანსეკტორიის მიმართულების შეუცვლელად, აჩქარების ზონის რამდენიმე ადგილას მოდებული ელექტრული ველის საშუალებით.

განვიხილოთ დამუხტული ნაწილაკი, გამოსული იონიზების, ან პირდაპირი აჩქარების ზონიდან. პირველ რიგში, ეს ნაწილაკი უნდა მიიმართოს ე.წ. „აჩქარების დერეფნისაკენ“, რაც მაგნიტური ველის საშუალებით ხდება. ამის შემდეგ საქმეში ერთვება მაღალსიხშირული ელექტრული ველების კომბინაცია, რაც გამარტივებულ სქემაზე არის გამოსახული და აჩქარების პროცესის შესახებ გვაძლევს წარმოდგენას.



სურ.4-6: ვიდეროეს წრფივი ამაჩქარებლის სქემა

მთავარი პრინციპი აქ შემდეგშია: თუ მოცემულ წერტილს განვიხილავთ მაღალსიხშირულ ველში, და რაღაც მომენტში მასზე მოხვდა ველის მაქსიმუმი, შემდეგ მომენტში ამ წერტილის ადგილას ველი მოიკლებს, მაგრამ მაქსიმუმი გადაინაცვლებს მეზობელ წერტილში, ანუ გვაქვს ველის მაქსიმუმის გადაადგილება სივრცეში. როცა ამ მაქსიმუმს ვახვედრებთ დამუხტულ ნაწილაკს, ველი მას „წართაცვებს“, ანუ გვაქვს მასზე ენერჯის გადაცემის ეფექტი (აქ გავატაროთ ანალოგია მექანიკურ ქანქარასთან - თუ გვინდა მას გადავცეთ ენერჯია, დარტყმის მიმართულება უნდა ემთხვეოდეს ქანქარას მოძრაობის მიმართულებას, წინააღმდეგ შემთხვევაში გვექნება შენელების ეფექტი). შემდგომ, როცა ველის მიერ „შენელების“ ეტაპი დგება, საჭიროა ნაწილაკის ელექტრული ველისაგან იზოლირება, რაც ლითონის მილის საშუალებით ხდება - მილი გარე ველს აკრანირებს და მის შიგნით ნაწილაკი მუდმივი სიჩქარით მოძრაობს. მილის სიგრძე ისეა შერჩეული, რომ მისგან გამოსვლის მომენტში ნაწილაკს ისევ საჭირო მიმართულების ველი ეგებება.

თუ მილის ბოლოსთან მიახლოებისას წყაროს პოლარობა საწინააღმდეგოთი იცვლება, მაშინ ამ მილთაშორის ჭრილშიც ნაწილაკი აჩქარდება. ამისათვის საჭიროა მილის შიგნით მოძრაობის დრო უტოლდებოდეს წყაროზე ძაბვის რხევის პერიოდის სიხშირის ნახევარს. დავუშვათ, n-ური მილის სიგრძეა l_n , ნაწილაკი მას გადის v_n სიჩქარით, ხოლო ძაბვის რხევის პერიოდია T_0 , მაშინ ნახევარპერიოდში ეკრანირების პირობა იქნება:

$$\frac{l_n}{v_n} = \frac{T_0}{2} \quad \{4-3\}$$

ანუ

$$l_n = \frac{\lambda \cdot v_n}{2c} = k \cdot \beta_n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \{4-4\}$$

სადაც $\lambda = c \cdot T_0$ ამაჩქარებელი ველის ტალღის სიგრძეა, k მთელი რიცხვია. მას ამაჩქარებლის ჯერადობას უწოდებენ. მარტივ შემთხვევაში $k = 1$. ნაწილაკის მოძრაობის პროცესში აჩქარების ველი გადაინაცვლებს ჭრილიდან ჭრილში ნაწილაკთან სინქრონიზირებულად, n -ურ მილთან ველის ტალღის სიგრძეა

$$l \approx \frac{l_n + l_{n+1}}{2}, \quad \{4-5\}$$

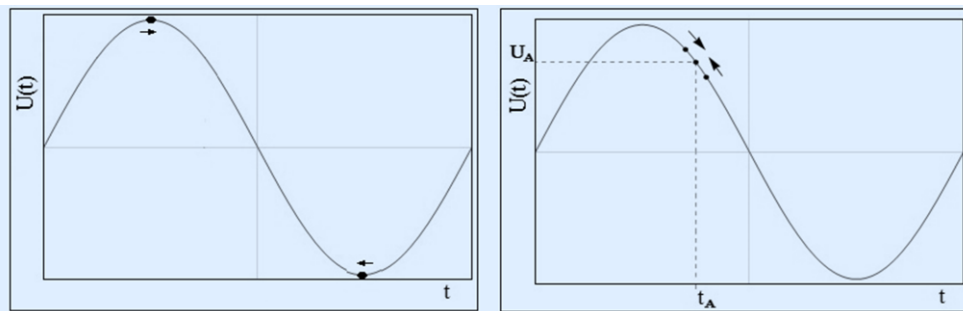
ხოლო სიხშირე

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}. \quad \{4-6\}$$

ამგვარად, სიხშირეში აისახება ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარე და იგი ჭრილიდან ჭრილამდე უნდა იცვლებოდეს. თუ ველის სიხშირე უცვლელია, მაშინ ნაწილაკმა უნდა გაირბინოს მეტი გზა, რათა მომდევნო ჭრილში მოხვდეს აჩქარების ფაზაზე, ანუ მიღების სიგრძეები თანდათან იზრდება.

ეს გარკვეულ მომენტამდე „მუშაობს“, მაგრამ მაღალი ენერგიების მისაღწევად ამაჩქარებელი ხდება ძალიან გრძელი. საჭიროა ძაბვის რხევის სიჩქარის მოდულაცია აჩქარებული ნაწილაკის სიჩქარის მიხედვით.

სურ.4-6-ზე ვხედავთ, რომ მიღების და მილთაშორისი ინტერვალების სიგრძეები თანდათან იზრდება - ეს სწორედ წინა ეტაპზე ნაწილაკის აჩქარების შედეგია - მატულობს სიჩქარე და ფაზაზე თანხვედრისათვის ინტერვალების სიგრძეებიც იზრდება. ამაჩქარებლის ბოლოს, როცა ნაწილაკის სიჩქარე სინათლის სიჩქარის რიგის ხდება, ეს სიგრძეები ერთმანეთს უტოლდება.



სურ.4-7: ელექტრული ველის ფაზები ერთი ნაწილაკის აჩქარებისას (მარცხნივ) და ავტოფაზირების წერტილი ნაწილაკთა ჯგუფური აჩქარებისას (მარჯვნივ)

ნაწილაკთა ჯგუფის აჩქარებისას - აშკარაა, რომ ჯგუფი სივრცეში გაშლილია. ელექტრული ველის ამაჩქარებელ ფაზაში ჯგუფში შემავალი ყველა ნაწილაკი ერთგვაროვნად ვერ მოხვდება. ეს მოგვცემს ეფექტს, რომ ნაწილაკთა მხოლოდ ნაწილი მიიღებს ასაჩქარებლად საჭირო „ბიძგს“, ნაწილი კი ან დამუხრუჭდება, ან ნაკლებად აჩქარდება. ანუ საქმე გვექნება ენერგიების სიდიდეთა განშლასთან, რაც საჭირო ფიზიკური ამოცანის გადასაჭრელად ვერ გამოდგება. თუ ველის მაქსიმუმი მუხტების ჯგუფის ფრონტზეა, მაშინ ისინი მიიღებენ დამატებითი ენერგიის მაქსიმუმს, შესაბამისად მეტად აჩქარდებიან და ჩამორჩენილი მუხტები კი კიდევ უფრო ჩამორჩებიან. ანუ ამ სიტუაციაში

ენერგიების დიდ განფენასთან გვექნება საქმე. მეორეს მხრივ, თუ ველის ფაზის მაქსიმუმს ჯგუფის ბოლოს დავამთხვევთ, ანუ მუხტები იქნებიან სინუსოიდის „დაღმავალ ფაზაზე“, გვექნება ეფექტი, როცა წინ წასული მუხტები ნაკლებად აჩქარდებიან, ჩამორჩენილნი კი მაქსიმალურ დანამატს მიიღებენ - გვაქვს ენერგიათა თავმოყრისკენ სწრაფვა ფაზის საერთო წერტილისაკენ. ამ ეფექტს **ავტოფაზირებას** უწოდებენ (სურ.4-7). ამ მეთოდით ვღებულობთ აჩქარებულ ნაწილაკთა ჯგუფში ენერგეტიკულ ერთგვაროვნებას, თუმცა ამის საზღაურად ამაჩქარებლის მაქსიმალურ ენერგიაზე ვეღარ გავდივართ. ავტოფაზირების პრინციპი 1944-1945 წლებში იქნა აღმოჩენილი ვ.ვექსლერისა და ე.მაკმილანის მიერ და ამან ფაქტობრივად გზა გაუხსნა ამაჩქარებლებს მაღალი ენერგიებისაკენ.

მეორე პრობლემა, რომელიც ჯგუფური აჩქარების შემთხვევაში წარმოიქმნება, ნაწილაკთა კულონური ურთიერთქმედება და სითბური მოძრაობის სიჩქარის განივი მდგენელია - ისინი იწვევენ კონის სიგანეში გაშლას.

როგორც ირკვევა, დიდი სიჩქარეების დროს მუხტებს შორის ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედების ეფექტი

უმნიშვნელოა, ამავე დროს მოძრაობის გამო წარმოქმნილი მაგნიტური ველი ნაწილაკების ჯგუფს ღერძის მიმართულებით აფოკუსირებს. მეორე მიზეზით კონის განშლადობის კომპენსაციისათვის კი ამაჩქარებლებში მაფოკუსირებელი მაგნიტები გამოიყენება. ამაჩქარებლის მახასიათებლებში კონის განშლადობის პარამეტრს დიდი ყურადღება ექცევა და ამიტომ აჩქარების ხაზი ერთი-ორი მაგნიტური ლინზით არ შემოიფარგლება...

აღწერილი წრფივი ამაჩქარებელი მდგრად სიხშირეზე მომუშავე ამაჩქარებელთა კლასში გადის. არსებობს კიდევ ე.წ. მცოცავი სიხშირიანი ამაჩქარებლები - ამ დროს ნაწილაკთა აჩქარებისათვის გამოყენებული ელექტრული ველის სიხშირე მოდულირდება ნაწილაკის სიჩქარის ზრდის მიხედვით.

წრფივი ამაჩქარებლები დღეისათვის არის როგორც შემადგენელი ნაწილი დიდი ამაჩქარებელი კომპლექსებისა, ასევე აგებულია როგორც დამოუკიდებელი დანადგარები მსოფლიოს მრავალ ცნობილ ლაბორატორიაში. ამჟამად არის ტენდენცია ექსპერიმენტები ჩატარდეს წრფივი ამაჩქარებლებიდან მიღებულ შემხვედრ ნაწილაკთა კონებზე, ანუ კოლაიდერებზე - ჯერ კიდევ არაა დაწყებული სამშენებლო სამუშაოები საერთაშორისო წრფივი კოლაიდერის (ILC) ასაგებად, რომელიც თანამედროვე ფიზიკის მოწინავე ამოცანების გადასაჭრელადაა გათვლილი.



სურ.4-8: SLAC - ლაბორატორიის ხედი (ზემოთ) და ამაჩქარებლის არხი (ქვემოთ)

• ციკლოტრონი

ციკლოტრონი - ეს არის არარელატივისტურ მძიმე ნაწილაკთა (პროტონები, იონები) ამაჩქარებელი, რომელშიც ნაწილაკი მოძრაობს მუდმივი სიდიდის ერთგვაროვან მაგნიტურ ველში, ხოლო მისი აჩქარება ხდება უცვლელი მაღალი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ველის გამოყენებით.

ლორენცის ძალის განმარტებიდან გამომდინარე ({2-3}), B მაგნიტურ ველში მოძრავი m მასისა და v სიჩქარის q-მუხტის წრიული ტრაექტორიის რადიუსი შემდეგნაირად განისაზღვრება:

$$R = \frac{m \cdot v}{q \cdot B} * \gamma \quad \{4-7\}$$

აქ

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad \{4-8\}$$

რელატივისტური ფაქტორია.

დამატებით შეიძლება გამოვთვალოთ წრიული მოძრაობის პერიოდი:

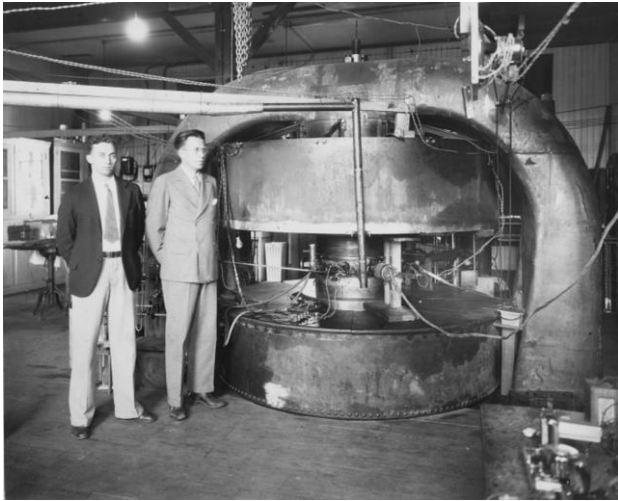
$$T = \frac{2 \cdot \pi \cdot m}{q \cdot B} * \gamma \quad \{4-9\}$$

არარელატივისტურ შემთხვევაში, როცა სიჩქარე დაბალია, $\gamma \approx 1$ და ნაწილაკის მასაც უცვლელად შეგვიძლია მივიჩნიოთ, ბოლო ფორმულა გვიჩვენებს, რომ პერიოდი მხოლოდ მაგნიტური ველის სიდიდით განისაზღვრება და არაა დამოკიდებული ბრუნვის რადიუსზე (\vec{B} და \vec{v} ვექტორებს შორის კუთხე 90° -ია). ეს ნიშნავს, რომ აჩქარების მიმნიჭებელი ელექტრული ველის სიხშირე მუდმივია და საჭიროა მისი შერჩევა ნაწილაკისა და ველის ფიქსირებული პარამეტრების შესაბამისად. სურ.4-11-ზე ნაჩვენებია ელექტრული ველის დამაბულობის ჰარმონიული ცვლილების გრაფიკი.

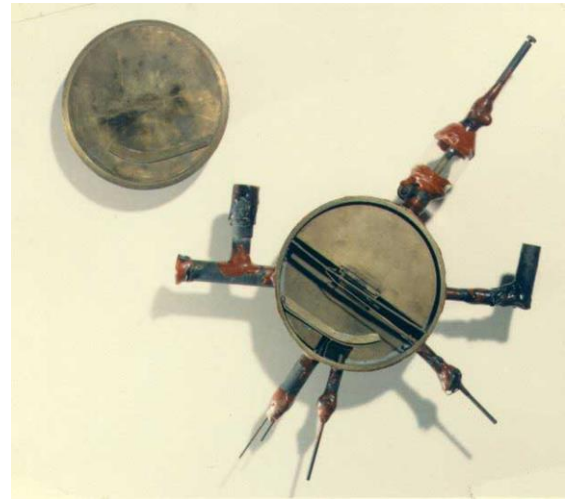
$$E = E_0 \cdot \sin \frac{2\pi}{T} t \quad \{4-10\}$$

პირველი ციკლური ამაჩქარებლების მუშაობაში სწორედ ეს პრინციპი იქნა გამოყენებული. ნაწილაკი შედის მაგნიტის პოლუსებს შორის ღრუ ნახევარცილინდრებში (დუანტებში), და იწყებს წრიულად მოძრაობას. $T=T_0$ არის **აჩქარების პირობა**: ნაწილაკის დუანტებში მოძრაობის პერიოდი უნდა იყოს ველის ცვლილების პერიოდის ტოლი. მართლაც, დუანტის გავლის შემდეგ, ჭრილში გამოსულ ნაწილაკზე t' მომენტში მოქმედებს ელექტრული ველი, მიმართული მისი მოძრაობის მიმართულებით და იწვევს მის აჩქარებას. შემდეგ ნაწილაკი შედის მეორე დუანტში, გაივლის ნახევარწრეს და ანალოგიურად, $t_2 = t_1 + \frac{T_0}{2}$ მომენტში ჭრილში ებულობს დამატებით იმპულსს ელექტრული ველის საშუალებით. იგივე ხდება $t_3 = t_2 + \frac{T_0}{2}$ მომენტშიც. ამ დროს ნაწილაკი მოძრაობს სპირალზე - მომატებული სიჩქარის გამო ტრაექტორიის რადიუსი იზრდება, ხოლო ჭრილებში მოხვედრის დრო იგივე რჩება (სურ.4-12). ნაწილაკი ყოველ შემოვლაზე ორჯერ, ჭრილების გავლისას მიიღებს დამატებით იმპულსებს და მისი სიჩქარე თანდათან გაიზრდება. D-დუანტები ლითონისგანაა დამზადებული

და მათ შიგნით ელექტრული ველი ვერ აღწევს, იქ მხოლოდ მაგნიტური ველია. ჭრილში მოქცეული ელექტრული ველი ნაწილაკის აჩქარების გარდა მის აზიმუტალურ ფოკუსირებასაც ახდენს.



სურ.4-9: ე.ლოურენსი, ს.ლივინგსტონი მათ მიერ შექმნილ ციკლოტრონთან

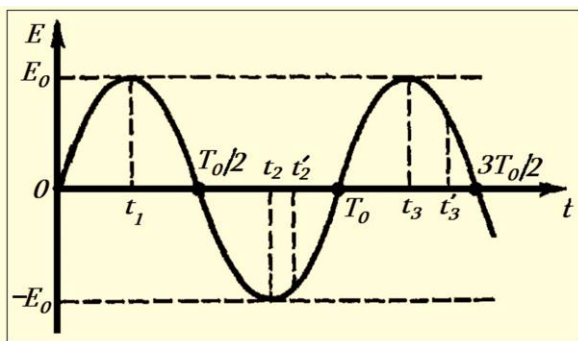


სურ.4-10: პირველი ციკლოტრონი

სურ.4-13-ზე ჩანს, როგორ აქცევს ფოკუსში „გაქცეულ“ ნაწილაკს ელექტრული ველის სიმრუდე - ამგვარი ფორმის ველი ცენტრალური ორბიტიდან გამოსულ ნაწილაკს უკანვე აბრუნებს. მაქსიმალური ენერგია, რომელიც შეიძლება მიიღოს დუანტებს შორის m_0 მასისა და q მუხტის მქონე ნაწილაკმა, განისაზღვრება დუანტებს შორის მოდებული U_0 ძაბვით:

$$E_{max} = 4 \cdot \sqrt{\frac{q \cdot U_0 \cdot m_0 \cdot c^2}{\pi}} \quad \{4-11\}$$

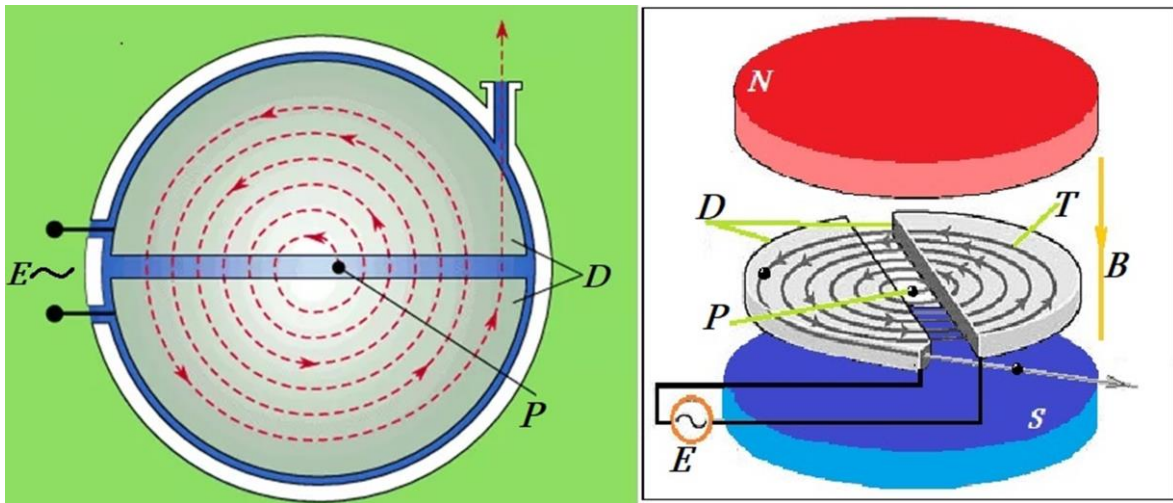
აქედან ჩანს, რომ დუანტებზე 100 კვ ძაბვისათვის, პროტონისათვის მაქსიმალური ენერგია $E_{max} \approx 22$ მევ-ია. სურ.4-11 -იდან ასევე დავინახავთ, რომ თუ არ სრულდება სინქრონიზაციის პირობა და $T > T_0$, დუანტებს შორის გასულ ნაწილაკზე ელექტრული ველის მხრიდან მოქმედი ძალა დამამუხრუჭებლად იმოქმედებს (t_2 და t_3 მომენტებში).



სურ.4-11: აჩქარების ველის სინუსოიდა

საჭირო ენერგიის მიღების შემდეგ ნაწილაკი გადის მაგნიტური ველის ზონიდან (ან ხვდება ამ ველისაგან ეკრანირებულ ნაწილში), ინერციით აგრძელებს მოძრაობას წრფეზე და დატოვებს დუანტების ზონას. ამგვარად, ჩვენს განკარგულებაში ხვდება დამუხრუჭებული ნაწილაკი, მოძრავი სასურველი მიმართულებით და მომატებული ენერგიით [4-7,8,11].

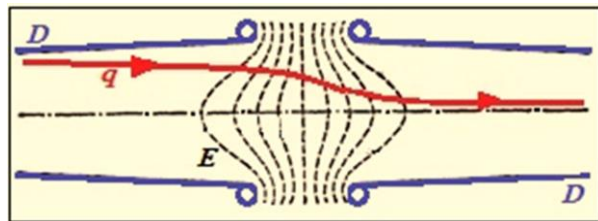
ნაწილაკების აღწერილი ამაჩქარებელი - ციკლოტრონი - პირველად 1930 წელს იქნა შექმნილი ე.ლოურენსისა და ს.ლივინგსტონის მიერ. სურ.4-9-ზე პირველი ამაჩქარებელი და მათი ავტორებია გამოსახული [4-9].



სურ.4-12: ციკლოტრონის სქემა. N/S-მაგნიტის პოლუსებია, D - დუანტები, P - ნაწილაკი, B - მაგნიტური ველი, E - ელექტრული ველი, T - ნაწილაკის ტრეკი

ელემენტარული ნაწილაკების აჩქარებისას რელატივისტური ეფექტების გამოვლინება მალე იწყება, ამის გამო ერთგვაროვან ველიან ამაჩქარებლებს გამოყენების თავისი ზღურბლი აქვთ (პროტონებისთვის 25 მევ-მდე) და უფრო მაღალი ენერგიებისათვის მასაზე, შესაბამისად რადიუსის ცვლილებაზე კორექტირებების გათვალისწინება საჭირო. მაგალითად, დუანტებზე ძაბვის 400 კვ-მდე აწევამ პროტონების ენერგია მხოლოდ 1-2 მევ-ით გაზარდა, რადგან უკვე დაირღვა სინქრონიზაცია დუანტებში გასვლის მომენტსა და ველის ცვლილების სიხშირეს შორის.

ელექტრონების ასაჩქარებლად ციკლოტრონი ვერ გამოიყენებოდა - მცირე მასის გამო რელატივისტური ეფექტები მალე იჩენდნენ თავს. ფიზიკური ამოცანები უკვე მოითხოვდა მაღალი ენერგიების ელექტრონებს, მაგალითად, ბირთვებიდან ნეიტრონების ამოსაგდებად.



სურ.4-13: q მუხტის ფოკუსირება D-დუანტების ჭრილში გავლისას

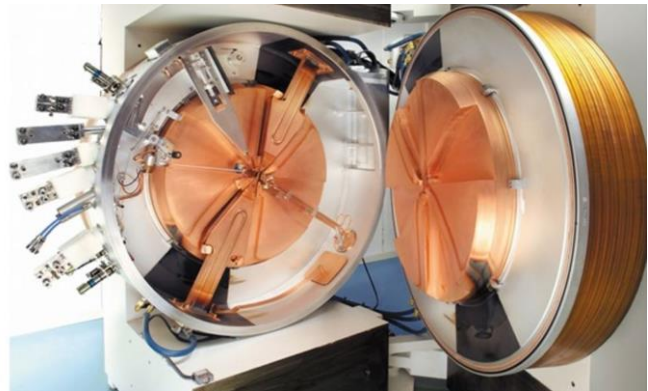
ამიტომაც ციკლოტრონის ბაზაზე განვითარდა აჩქარების სხვა მეთოდები: ელექტრული ველის სიხშირის მოდულირება აჩქარებული ნაწილაკის სიჩქარის მიხედვით *სინქროციკლოტრონი), ან მაგნიტური ველის ცვლილება რადიუსის მიხედვით (იზოქრონული ციკლოტრონი)...

• **სინქროციკლოტრონი და იზოქრონული ციკლოტრონი**

ციკლოტრონში პარამეტრების უცვლელი გამო დანადგარი მუდმივ აჩქარების რეჟიმში იმყოფება. თუკი შევცვლით რაღაც პერიოდით მაგნიტური ველის ან ელექტრული ველის სიხშირეს, მაშინ შექმნილი პირობები ხელსაყრელი რჩება მხოლოდ შესაბამის ფაზაში მყოფი ნაწილაკისათვის. ახალი ნაწილაკის აჩქარება ველების ახალი ციკლის დაწყებით მოხდება. ამ დროს მისაღებია ნაწილაკთა ჯგუფური აჩქარების მეთოდი, რომლის განვითარებას ზემოთ უკვე აღწერილი ავტოფაზირების პრინციპის აღმოჩენამ შეუწყო ხელი.



სინქროციკლოტრონის ანუ ფაზოტრონის მთავარი პრინციპია ამაჩქარებელი ელექტრული ველის სიხშირის ცვლილება (შემცირება) ნაწილაკის ენერგიის მატების მიხედვით. ამ დროს მაგნიტური ველი აზიმუტალურად სიმეტრიული და უცვლელია. თუ განვიხილავთ ციკლოტრონული ბრუნვის პერიოდის გამოსათვლელ ფორმულას, იქ მასის არსებობა თავისთავად გულისხმობს რელატივისტურ ეფექტს. ნაწილაკის ენერგიის ზრდა იწვევს მასის რელატივისტურ მატებას, შესაბამისად ნაწილაკის დუანტებში მოსვლის მომენტი აღარ შეესაბამება ელექტრული ველის ცვლილების სიხშირეს და დაგვიანებული ნაწილაკი შეიძლება მოხვდეს ველის დამამუხრუჭებელ ფაზაში. ამის გამოსარიცხად ხდება ველის სიხშირის შემცირება და ნაწილაკის დუანტების ჭრილში მოსვლის მომენტთან სინქრონიზაცია. ამ კორექციის შეტანა ველის გენერატორში შესაძლებელი გახდა ე.წ. „მბრუნავი კონდენსატორის“ ჩამატებით, რომლის ბრუნვის სიხშირის ცვლა იძლეოდა ველისა და ნაწილაკის ბრუნვის სინქრონიზაციის შესაძლებლობას.



სურ.4-14: (ა) დუბნის ბირთვული კვლევის გაერთიანებული ინსტიტუტის ფაზოტრონი (სინქროციკლოტრონი, 1987 წ.) და (ბ) გახსნილი იზოქრონული ციკლოტრონი

ციკლოტრონთან შედარებით ენერგიის მატება საგრძნობი გახდა - პროტონებისათვის 100 მევ-მდე მატება მოხდა, ამასათვის კი ძაბვის სიდიდე 15 კვ უკვე საკმარისი იყო.

ციკლოტრონში აჩქარების პერიოდში ნაწილაკის რადიუსი საკმაოდ იცვლება, ამიტომ ამ რადიუსის მიხედვით გამომყვანი არხის ორგანიზება არ იყო

სირთულე - გამოსაყვანი ნაწილაკი თავისთავად ხვდებოდა გამომყვან უმაგნიტო ზონაში. სინქროციკლოტრონში რადიუსის მიხედვით სეპარირება ნაკლებადაა, ამიტომ ნაწილაკთა ზონიდან გამოსაყვანად გარკვეულ მომენტში მაგნიტური ველის ფლუქტუაცია ხდება იმგვარად, რომ ფოკუსირების ნაცვლად იზრდება ორბიტიდან გამომყვანი ძალის მდგენელი და ნაწილაკთა ჯგუფი ტოვებს დუანტების ზონას.

სინქროციკლოტრონის მთავარი ნაკლი ინტენსივობის სიმცირეში აისახა, ახალი ნაწილაკის შეშვება დუანტებში ხდება მხოლოდ აჩქარების ციკლის დამთავრების შემდეგ. ამ ფაქტმა ინტენსივობის ასჯერ და მეტად დაცემა გამოიწვია, რაც ამ მიმართულებისკენ ინტერესის განელების საბაზი გახდა.

სინქროციკლოტრონის ამუშავებიდან სულ მცირე ხანში გამოჩნდა ციკლოტრონის მეორე მოდიფიკაცია - **იზოქრონული ციკლოტრონი**. თუ ციკლოტრონში მაგნიტური ველი ერთგვაროვანია დუანტების მთელ ფართობზე, ახალ ვერსიაში მაგნიტური ველის სიდიდე რადიუსის მიხედვით მატულობს. ეს არ ნიშნავს, რომ საქმე გვაქვს ცვალებად ველთან. ველი დროში მუდმივია, ოღონდ მისი ინდუქცია რადიუსის მატებასთან ერთად უფრო დიდი ხდება. ამ დროს კი შენარჩუნებულია ამაჩქარებელი ელექტრული ველის სიხშირის მუდმივობა. ნაწილაკი გადადის რა რელატივისტურ ზონაში, მისი სიჩქარე და მასა მატულობს, შესაბამისად ტრაექტორიის სპირალის გაშლის ფორმა იცვლება. რადიუსის მიხედვით მზარდი მაგნიტური ველი ამგვარად „გაქცეულ“ ნაწილაკს აბრუნებს ნორმალური სპირალზე, ერთგვარად აკომპენსირებს მასის ზრდით გამოწვეულ ეფექტს. ეს კი იძლევა საშუალებას, რომ არ ვცვალოთ ელექტრული ველის სიხშირე. ამგვარად, იზოქრონულ ციკლოტრონში მუდმივი სიხშირის ელექტრული ველია, შესაძლებელია დიდ ენერგიებზე მუშაობა და ამასთან დუანტებში შემავალი ნაწილაკები აღარ ელოდებიან ელექტრული ველის მოდულირებული სიხშირის ციკლის დასრულებას, გვაქვს ციკლოტრონივით უწყვეტი რეჟიმი და აჩქარებულ ნაწილაკთა ინტენსივობა ისევ მაღალია სინქროციკლოტრონთან შედარებით.

დამატებითი ტექნოლოგიური დახვეწა, რაც დაინერგა იზოქრონულ სცინტილატორებში არის მაგნიტური ველის აზიმუტალური ასიმეტრია. მაგნიტის გულარები, რომლებიც ველის ფორმირებას ახდენენ, სპეციალურ ფორმაზეა გაჩარხული. სექტორული ფორმა უზრუნველყოფს ველის ზრდას რადიუსის ზრდის მიხედვით. ამასთან მათი ზედაპირი ტალღოვანია წრიულად, რაც აფორმირებს მაგნიტურ ველს იმგვარად, რომ აზიმუტალურად „გაქცეული“ ნაწილაკები სიბრტყეში ბრუნდებიან, ანუ ხდება ვერტიკალური ფოკუსირება.

იზოქრონული ციკლოტრონი სერიოზულად გამარტივებული დანადგარი აღმოჩნდა და სინქროციკლოტრონები ხმარებიდან მალე ამოვარდა.

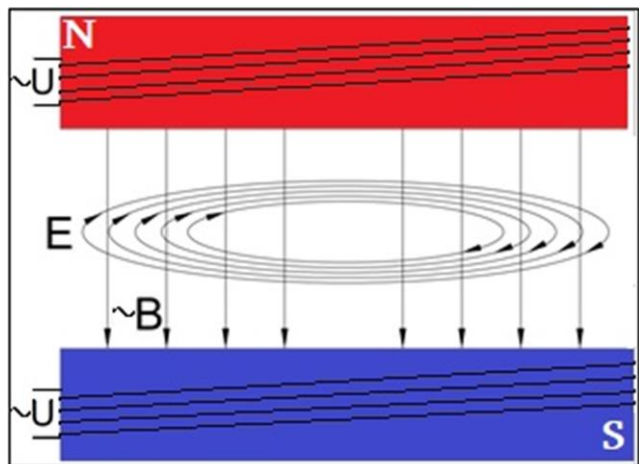
დღეისათვის იზოქრონული ციკლოტრონები გამოიყენება სამედიცინო მიმართულებებში - ადრონული თერაპიის მეთოდოლოგიაში.

• ბეტატრონი

აქამდე განხილული იქნა ექსპერიმენტული კვლევებისათვის საჭირო სწრაფი ნაწილაკების მიღების 2 მეთოდი - პირდაპირი აჩქარება კულონური ველის საშუალებით და წრფივი აჩქარების მეთოდი, როცა ნაწილაკს ენერგია გადაეცემა ტრაექტორიის გარკვეულ სივრცულ მონაკვეთებში მცირე დოზების სახით. კიდევ ერთი მეთოდი ინდუცირებული აჩქარება, რომელიც გამოიყენება ბეტატრონებში. დანადგარის სახელი არ ასახავს მეთოდსა თუ მის გეომეტრიას - იგი იქნა შემოღებული ელექტრონების ასაჩქარებლად, რომლებიც β -დაშლით მიიღებოდნენ.

როგორც ქვემოთ ვნახავთ, ინდუცირებული აჩქარებისას ნაწილაკს ენერგია პორციებით კი არ მიეწოდება, არამედ მუდმივად. ეს გამოწვეულია მისი მოძრაობით ელექტრულ ველში და არის ბეტატრონის არსებითი განმასხვავებელი ნიშანი ციკლოტრონისა და მისი მაგვარი ამაჩქარებლებისაგან.

ციკლოტრონული მეთოდი არ იძლეოდა ელექტრონების აჩქარების შესაძლებლობას რელატივისტური ეფექტების სწრაფად მიღწევის გამო. 1927 წელს რ.ვიდეროეს მიერ შემოთავაზებული იქნა აჩქარების ახალი იდეა - ნაწილაკს დამატებითი ენერგია გადაეცემოდა ცვალებადი მაგნიტური ველის მიერ შექმნილი წრიული ელექტრული ველის საშუალებით. ამ ახალ მეთოდზე დაფუძნებული პირველი ბეტატრონის შექმნა მხოლოდ 1940 წელს მოხერხდა დ. კერსტის მიერ [4-10].



სურ.4-15: წრიული ელექტრული ველი E, წარმოქმნილი ცვლადი მაგნიტური B ველით

ციკლოტრონისგან განსხვავებით, ელექტრომაგნიტის კვება ხდება ცვლადი დენით, სიხშირით $60 \div 600$ ჰერცის ფარგლებში. აჩქარების არხია ტორის ფორმის მაღალვაკუუმური კამერა, რომელშიც ჩამონტაჟებულია წყარო - ლითონის ძაფი, საიდანაც თერმული ემისიით მიიღება საჭირო ელექტრონები.

ცვლადი B მაგნიტური ველით ამაჩქარებელი არხის გარშემო ინდუცირდება ელექტრული ველის ჩაკეტილი წრეები (სურ.4-15), და არხში მოხვედრილი ელექტრონი წარიტაცება ამ ელექტრული ველის მიერ. ლენცის წესით, ძალა, რომელიც აჩქარებას ანიჭებს ელექტრონს, მაგნიტური ველის ნაკადის დროში ცვლილებით განისაზღვრება. სინუსოიდალურად ცვალებადი მაგნიტური ელექტრონებს აჩქარებს პერიოდის პირველ მეოთხედში. შემდეგ კლებადი ველი ქმნის საწინააღმდეგო მიმართულების ელექტრულ ველს, რაც ელექტრონებს დაამუხრუჭებს, ამიტომ უნდა მოხდეს დადმავალი ფაზის დაწყებამდე ელექტრონების გამოსავალ არხში გადაყვანა. პერიოდის მესამე მეოთხედში უკვე შესაძლებელია ელექტრონების აჩქარება საწინააღმდეგო მიმართულების ორბიტაზე.

ნაწილაკთა გამოყვანა სტაბილური ორბიტიდან გარეთ ხდება საჭირო მომენტში მაგნიტის ხვრელებში სპეციალური იმპულსური ძაბვის მოდებით.

აჩქარებული ელექტრონები გამოდიან რა ვაკუუმური კამერიდან, შეიძლება მიმართულნი იქნან სხვადასხვა ფიზიკური ამოცანის გადასაჭრელად. ამას გარდა ვაკუუმური კამერის შიგნით თავსდება სპეციალური სამიზნე და თუ ელექტრონებს გარეთ გამოყვანის ნაცვლად მივმართავთ მისკენ, შიგნით შეჭრილი ელექტრონები განიცდიან სამიზნის ატომების ბირთვებისა და ელექტრონების ველში დამუხრუჭებას (ე.წ. ბრემშტრალუნგი), რასაც ახლავს γ -კვანტების გამოსხივება. მაქსიმალური ენერგია, რომელიც შეიძლება ჰქონდეს γ -კვანტებს, შეესაბამება ამაჩქარებელში ელექტრონების მიერ მიღებულ კინეტიკურ ენერგიას. ენერგეტიკული სპექტრი უწყვეტია, ამასთან დაბალენერგიული ფოტონების რაოდენობა ბრემშტრალუნგის დროს უფრო მეტია. ამრიგად, ბეტატრონი ენერგეტიკული γ -კვანტების წყაროც არის და ფიზიკური ექსპერიმენტების გარდა დანადგარი ფართოდ გამოყენებადია სამედიცინო დანიშნულებითაც.

მაგნიტური ველი, რომელიც ქმნის ამაჩქარებელ ელექტრულ ველს, ამავე დროს იწვევს ელექტრონის მოძრაობის რადიუსის გამრუდებას. მუდმივი სიჩქარის ელექტრონი იმოდრავებს ჩაკეტილ წრეზე (იგულისხმება, რომ ელექტრონის სიჩქარის ვექტორი მიმართულია მაგნიტური ველის ვექტორის პერპენდიკულარულად). მაგრამ ინდუცირებული ელექტრული ველი იწვევს ელექტრონის სიჩქარის ზრდას, ანუ ეს ელექტრონი ცდილობს წრიული ორბიტიდან გასვლას, ცდილობს გაზარდოს თავისი ორბიტის რადიუსი. მეორეს მხრივ, გვაქვს მაგნიტური ველის ზრდა, რაც ელექტრონს მოძრაობის რადიუსის შემცირებისკენ უბიძგებს. ამ ორი ეფექტის სუპერპოზიცია უნდა შეირჩეს იმგვარად, რომ ელექტრონი დარჩეს სტაბილურად მუდმივ რადიუსიან ორბიტაზე. ეს ბეტატრონულ ტექნოლოგიაში გადაწყვეტილია მაგნიტური ველის სიდიდის მოდულაციით.

ელექტრონის მაგნიტურ ველში მოძრაობის რადიუსი განისაზღვრება ფორმულით

$$r = \frac{mvc}{eB} \quad \{4-12\}$$

e -ელექტრონის მუხტია, v -სიჩქარე, m -მასა (რომელიც თავის მხრივ სიჩქარის ფუნქციაა), B - მაგნიტური ველის დაძაბულობაა.

ელექტრონის იმპულსი

$$p = mv = \frac{e}{c} Br . \quad \{4-13\}$$

სტაბილური $r = r_0$ რადიუსის მიღების პირობაა, რომ იმპულსი p და B მაგნიტური ველის დაძაბულობაა დროის მიხედვით იცვლებოდეს ერთი და იმავე კანონით.

აქსიალურად სიმეტრიული, ცვალებადი მაგნიტური ველი ცენტრიდან r_0 რადიუსზე ქმნის ელექტრულ ველს დაძაბულობით:

$$E = \frac{1}{2\pi r_0 c} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad \{4-14\}$$

აქ Φ მაგნიტური ველის ნაკადია, რომელიც გადის r_0 რადიუსის მქონე წრეში. ელექტრონის მოძრაობისათვის ნიუტონის მეორე კანონის რელატივისტური გამოსახვით,

$$\frac{dp}{dt} = eE \quad \{4-15\}$$

საიდანაც

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{2\pi r_0 c} \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad \{4-16\}$$

ამ თანაფარდობის ინტეგრალი გვაძლევს ტოლობას

$$p_t - p_0 = \frac{e}{2\pi r_0 c} \cdot (\Phi_t - \Phi_0) \quad \{4-17\}$$

საწყისი მომენტისათვის მაგნიტური ინდუქციის ნაკადი აირჩევა ელექტრონის საწყისი სიჩქარის შესაბამისად ისე, რომ შესრულდეს პირობა

$$p_0 = \frac{e}{2\pi r_0 c} \cdot \Phi_0 \quad \{4-18\}$$

ეს კიდევ ქვემოთ იქნება განმარტებული.

გვრჩება იმპულსის დროზე დამოკიდებულება

$$p_t = \frac{e}{2\pi r_0 c} \cdot \Phi_t \quad \{4-19\}$$

პროპორციულია r_0 რადიუსის მქონე წრეში გამავალი ნაკადის. თუ \bar{B} არის მაგნიტური ველის ინდუქციის საშუალო მნიშვნელობა r_0 რადიუსის წრეში, მაშინ განსაზღვრის მიხედვით

$$\bar{B} = \frac{\Phi}{\pi \cdot r_0^2} \quad \{4-20\}$$

და იმპულსისათვის გვექნება

$$p_t = \frac{e}{2c} \cdot \bar{B}_t \cdot r_0 \quad \{4-21\}$$

ელექტრონის მაგნიტურ ველში r_0 -რადიუსზე მოძრაობისას იმპულსი იქნება

$$p_0 = \frac{e}{c} B \cdot r_0 \quad \{4-22\}$$

საიდანაც ვღებულობთ მნიშვნელოვან თანაფარდობას:

$$B_t = \frac{\bar{B}_t}{2} \quad \{4-23\}$$

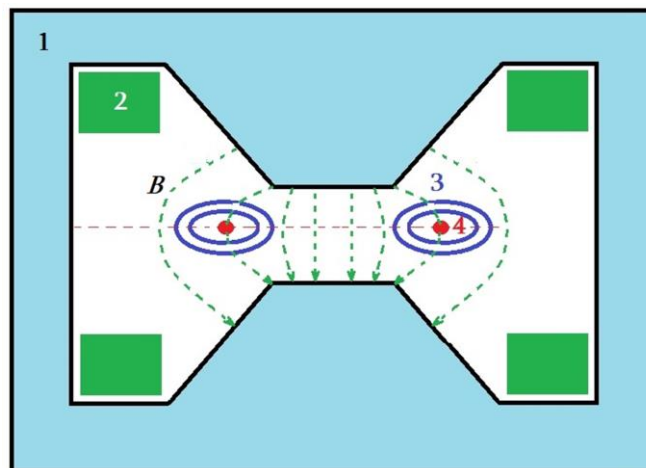
ამრიგად, ელექტრონის ცვალებად მაგნიტურ ველში r_0 -რადიუსის ორბიტაზე სტაბილურად შესანარჩუნებლად უნდა შესრულდეს პირობა, რომლის მიხედვითაც *მაგნიტური ველის დაძაბულობა B ორბიტაზე უნდა იყოს ორბიტის შიგნით მაგნიტური ველის დაძაბულობის საშუალო სიდიდეზე ორჯერ ნაკლები* - ეს არის ე.წ. ბეტატრონული თანაფარდობა, ანუ ვიდეროეს წესი. ამ პირობით ელექტრონის აჩქარებისას იმპულსის ზრდა იქნება მაგნიტური ველის დაძაბულობის ზრდის პროპორციული და ელექტრონი შეინარჩუნებს ორბიტის რადიუსს [4-10].

მაგნიტურ ველს, რომელიც იქმნება პოლუსებს შორის, რადიალური სიმეტრია მოეთხოვება, ამასთან ველი უნდა მცირდებოდეს ცენტრიდან პერიფერიისაკენ. მიღებული პირობა ველის სიდიდების მიხედვით მარტივად გამოითვლება და ამგვარად დადგინდება ბეტატრონის არხის რადიუსი.

როცა გვაქვს გარკვეული საწყისი სიჩქარით მოძრავი ელექტრონი, მაშინ საწყისი პირობა ველისა და იმპულსისათვის იქნება

$$p_0 = \frac{e}{c} \cdot B_0 \cdot r_0 \quad \{4-24\}$$

ესეც ერთ-ერთი პარამეტრია, როცა ხდება ამაჩქარებლის გაანგარიშება არსებული წყაროს შესაბამისად.



სურ.4-16: ბეტატრონული არხის ჭრილი. 1-მაგნიტის გულარი, 2-მაგნიტის ხვიები, 3-ვაკუუმური კამერა, 4-ელექტრონების კონა.

როგორც ვხედავთ, მაგნიტური ველის დაძაბულობის დროზე დამოკიდებულების ფუნქციის სახე არაა განსაზღვრული. გასათვალისწინებელია კიდევ ერთი ფაქტორი: ელექტრონი, მოძრაობს რა ბეტატრონის ვაკუუმურ არხში, გადის რამდენიმე ასეულ კილომეტრს. ამ გზაზე არაა გამორიცხული მისი მოძრაობის ფლუქტუაციური გადახრა r_0 რადიუსიდან. საჭიროა ამგვარი ელექტრონების ფოკუსირება უკან, სტაბილურ ორბიტაზე. გადახრა შეიძლება იყოს ორგვარი - ელექტრონი იგივე სიბრტყეში იცვლის რადიუსს - ამ დროს რადიალური ფოკუსირებაა საჭირო, ხოლო თუ გამოდის სიბრტყიდან და მიდის ზემოთ ან ქვემოთ - მის დასაბრუნებლად აქსიალური ფოკუსირება უნდა მოხდეს. ეს პრობლემა გადაჭრილია არხის გარშემო სპეციალური ფორმის ველის შექმნით, რომელიც მიიღწევა მაგნიტის გულარების მოდიფიკაციით. ამ დროს ორბიტიდან გამოსული ელექტრონი ბრუნდება საწყისი ტრანსვერსული სივრცისაკენ, შემდეგ კი შედის ტრანსვერსული მიმართ მიღევად რხევებში და ბოლოს აგრძელებს საჭირო ორბიტაზე მოძრაობას. სურ.4-16-ზე მოცემულია პირველი ბეტატრონების არხის ჭრილი [4-8,10]. ცენტრალური არეში ორბიტის შიგნით ძლიერი ველია, პერიფერიებზე კი გულარის ფორმა ამრუდებს მაგნიტურ ველს ზემოთ აღნიშნული ფოკუსირებების მისაღწევად.

აჩქარებული ელექტრონი ორბიტაზე მოძრაობისას კარგავს ენერგიას სინქროტრონული გამოსხივების სახით, რომლის სიდიდე მის სიჩქარესთანაა

კავშირში. დადგინდა, რომ 500 მეგ ენერჯის ელექტრონის ენერჯის კარგვა ორბიტალურ წრეზე შექმნილი ენერჯის ტოლფასია, ანუ გაირკვა ბეტატრონული მეთოდით ელექტრონების აჩქარების ზედა ზღურბლი.

დღეისათვის ბეტატრონული ექსპერიმენტები მაღალი ენერჯების ფიზიკაში აღარაა გავრცელებული - თანამედროვე ტექნოლოგიები უფრო მაღალინტენსიურ და მძლავრ ამაჩქარებლებს გვთავაზობენ. მიუხედავად ამისა, მცირეგაბარიტიანი ბეტატრონები სხვადასხვა ელემენტების, შენაერთების სიღრმული სკანირების ამოცანების გადასაწყვეტად წარმატებით გამოიყენება - იგი საიმედო წყაროა მაღალენერჯიული γ -კვანტებისა, რომლებიც აჩქარებული ელექტრონების სამიზნეში დამუხრუჭების შედეგად იბადებიან. მცირეგაბარიტიანი ბეტატრონის ყიდვა უპრობლემოდ არის შესაძლებელი.

• **სინქროტრონი, სინქროფაზოტრონი**

დამუხტული ნაწილაკების აჩქარების მეთოდის განვითარების შემდეგი ეტაპი დადგა ორი მიმართულების გაერთიანებით - ბეტატრონული და ფაზოტრონული აჩქარებების ერთობლივმა გამოყენებამ აჩქარების ზედა ზღურბლის პრობლემა სხვა ტექნოლოგიებზე გადაიტანა. მანამდე არსებული ტექნოლოგიებით, ენერჯის მატება შესაძლებელი იყო დიდი ზომის მაგნიტში დიდი დიამეტრის არხის შექმნით. გასაგებია, რომ რაღაც ეტაპზე თვისებრივი შეცვლა გახდა საჭირო.

ამ მხრივ მისაღები გახდა იდეა, რომელიც დიდი, ერთიანი მაგნიტით ამაჩქარებლის სრულად გადაფარვის ნაცვლად გვათავაზობდა ამაჩქარებელი არხის დიამეტრის გაზრდას და ამ წრის დაფარვას შედარებით მცირე ზომის მაგნიტებით, მხოლოდ საჭირო ადგილებზე. ტექნოლოგიურად ეს შესაძლებელი გახდა, როცა გადაიჭრა ერთმანეთისაგან დაცილებული ელექტრომაგნიტური ველის წყაროების მკაცრი სინქრონიზაციის საკითხი.

ამრიგად, სინქროტრონული ამაჩქარებელი წარმოადგენს დიდი ზომის წრიულ ვაკუუმურ არხს, რომელიც მთელ სიგრძეზე გარშემორტყმულია სხვადასხვა დანიშნულების მაგნიტებითა და ელექტრომაგნიტური ლინზებით, ამაჩქარებელი დანადგარებით. არხში ნაწილაკის მოძრაობა ხდება გადამხრელი და მაფოკუსირებელი ლინზებით, მკაცრად ფიქსირებული დიამეტრის ორბიტაზე.

სინქროტრონის შექმნის იდეა 1944-1945 წლებში იქნა მოწოდებული ვ.ვექსლერისა და ე.მაკმილანის მიერ, ავტოფაზირების პრინციპის შემუშავების პარალელურად. დღეისათვის მაქსიმალური სიმძლავრის სინქროტრონული ამაჩქარებელი დიდი ადრონული კოლაიდერია, რომელიც ცერნშია შექმნილი და პროტონ-პროტონულ დაჯახებებს უზრუნველყოფს მასათა ცენტრის სისტემაში 14 ტევ ენერჯიაზე.

ნაწილაკის „წრიული“ ორბიტა რეალურად მრავალკუთხედიანია, რომლის გვერდები შედგება მაგნიტურ ველში მოთავსებული ვაკუუმური მილ-არხების მონაკვეთებისაგან. აჩქარება ხდება წრფივ მონაკვეთებზე ან არხის გარკვეულ უბნებზე, გადამხრელი მაგნიტების ველის ზრდა სინქრონიზირებულია ნაწილაკის



სურ.4-17: დუბნის 10 გეე-იანი სინქროფაზოტრონი

სიჩქარის მატებასთან ისე, რომ იგი მუდამ და მრავალჯერ ერთი და იმავე ორბიტაზე მოძრაობს (აქედანაა სახელწოდება „სინქროტრონი“ წარმოქმნილი).

გათვლილი ენერჯის მიღების შემდეგ ნაწილაკი ტოვებს ამაჩქარებლის არხს (ფიქსირებულ სამიზნიანი ექსპერიმენტების შემთხვევაში), ან ეჯახება შემხვედრი მიმართულებით მოძრავ სხვა აჩქარებულ ნაწილაკს (კოლაიდერი). გადამხრელი

დიპოლური, მაფოკუსირებელი კვადრუპოლური და გამომყვანი მაგნიტების შესახებ მომდევნო სექციებში იქნება საუბარი.

წრიულ ორბიტაზე ნაწილაკის მოძრაობის რადიუსი მაგნიტური ველის დამაბულობის სიდიდით განისაზღვრება. იგივე ორბიტაზე ნაწილაკის დიდი სიჩქარით მოძრაობისათვის საჭიროა მეტი სიმძლავრის მაგნიტური ველი, რომელიც ტექნოლოგიურად სასრული სიდიდეა. ზეგამტარი მაგნიტების დანერგვამ მოიტანა მაღალი ენერგიებისკენ წანაცვლების შესაძლებლობა, ამის პარალელურად რადიუსის გაზრდაც იძლევა სიჩქარის აწევის სასურველ შესაძლებლობას. დიდი ადრონული კოლაიდერის არხის სიგრძე 27 კმ-ს აღწევს. როგორც ვხედავთ, ამჩქარებლების ტექნოლოგიებმა ლაბორატორიული მაგიდებიდან ქვეყნების საზღვრების ზონაში გადაინაცვლა.

გავიხსენოთ აჩქარების პირობა (რომელიც უკვე ციკლოტრონის დროს განვიხილეთ) მდგომარეობს შემდეგში - ამჩქარებელი ველის სიხშირის პერიოდი უნდა იყოს ნაწილაკის წრეზე მოძრაობის პერიოდის ტოლი: $T = T_0$.

თავის მხრივ, m მასისა და v სიჩქარით B მაგნიტურ ველში მოძრავი q -მუხტის წრეზე ბრუნვის პერიოდის გამოსათვლელი ფორმულა {4-9} შეიძლება გადავწეროთ ასე

$$T = \frac{2\pi m}{B \cdot q} = \frac{2\pi \cdot E}{B \cdot q \cdot c^2} \quad \{4-25\}$$

აქ გამოვიყენეთ ენერგიის ცნობილი ფორმულა $E = mc^2$.

თუ T_0 მაღალსიხშირული ამჩქარებელი ველის პერიოდია და მას ვაფიქსირებთ მუდმივ მნიშვნელობაზე ($T_0 = const.$), მაშინ მივიღებთ, რომ მაგნიტური ველის ინდუქციის სიდიდე B უნდა იზრდებოდეს ნაწილაკის E ენერგიის პროპორციულად:

$$B = \frac{2\pi}{qc^2} \cdot \frac{E}{T_0} \quad \{4-26\}$$

ასევე, მასისა და ინდუქციის შეფარდება მუდმივი სიდიდე გამოდის:

$$\frac{m}{B} = \frac{qT_0}{2\pi} = const \quad \{4-27\}$$

შესაბამისად, {4-7} ფორმულის თანახმად ნაწილაკი იმოდრავებს მუდმივი რადიუსის წრეზე [4-11]. მაგნიტური ველის შექმნა ხდება უშუალოდ ორბიტის გარშემო და არაა აუცილებელი იგი ვრცელდებოდეს მოძრაობის რადიუსით შემოფარგლულ მთელ ფართობზე. ელექტრომაგნიტი, რომელიც ამგვარ ცვალებად ველს იძლევა, კონსტრუქციულად ეწყობა ისე, რომ აღარ მოხდეს ინდუცირებული დენის წარმოქმნა - მაგალითად, ტრანსფორმატორის მსგავსად, გულარი მზადდება ლითონის ფირფიტების შრეებისაგან.

მაღალ სიჩქარეებზე აქაც საქმეში ერევა სინქროტრონულ გამოსხივებაზე დანაკარგები, ამასთან რადიუსის ზრდა ვეღარ შველის საქმეს. ეს დანაკარგები არის პროპორციული ენერგიის მე-4 ხარისხის და უკუპროპორციული რადიუსის კვადრატის, ამიტომ დიდი ენერგიებისათვის წრეზე მიღებული ენერგია დანაკარგებს ვეღარ აჭარბებს და გვაქვს ზღურბლი, რომელიც როგორც წესი, პირველად მსუბუქ მუხტებზე, ანუ ელექტრონებზე იჩენს თავს.

პროტონებისა და იონების მეტ ენერგიაზე ასაჩქარებლად კიდევ ერთი ცვლილება იქნა ამაჩქარებლების ტექნოლოგიაში შეტანილი. გავიხსენოთ - ფაზოტრონიკაში ელექტრული ველის სიხშირის ცვლილება ხდება, რაც ნაწილაკის რადიუსის ზრდას აკომპენსირებს. ასე რომ, სინქროტრონის მაგნიტური ველის ზრდას ემატება ფაზოტრონიკული ელექტრული ველის სიხშირის შემცირება. გამოთვლებით შესაძლებელია ისეთი რეჟიმის არჩევა, როცა ნაწილაკის მოძრაობის რადიუსი დარჩება მუდმივი. ამგვარ დანადგარს ეწოდება **სინქროფაზოტრონი**.

გავიხსენოთ აჩქარებულ ნაწილაკთა ორბიტიდან ფლუქტუაციური გადახრები ფაზოტრონიკაში, ბეტატრონიკაში. იგივე პრობლემა დგას სინქროფაზოტრონიკაშიც. ამ დროსაც მაგნიტური ველი ერთადერთი საშუალებაა ნაწილაკთა ფოკუსირებისათვის. აღმოჩნდა, რომ ნაწილაკთა ორბიტაზე მდგრადობის შესანარჩუნებლად მაგნიტური ველი უნდა იცვლებოდეს

$$B \sim \frac{1}{r^n} \quad \{4-28\}$$

თანაფარდობის მიხედვით. ამ დროს ვერტიკალური მდგრადობის პირობაა $n > 0$, რადიალური მდგრადობის კი $n < 1$. ამრიგად,

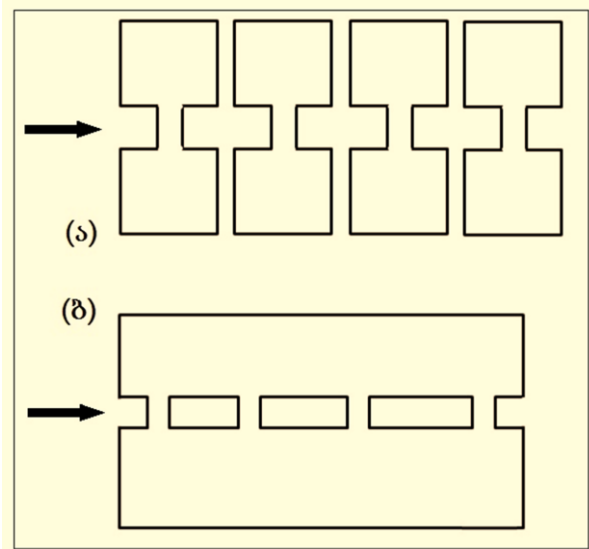
$$0 < n < 1 \quad \{4-29\}$$

თანაფარდობისათვის შესაძლებელია ორბიტალური სტაბილიზაციის მიღწევა და ამ წესს **რბილ ფოკუსირებას** უწოდებენ. მეთოდი თეორიულად მისაღებია, მაგრამ პრაქტიკულად რთულად განსახორციელებელი აღმოჩნდა იმ მხრივ, რომ ამგვარი მაგნიტების ზომები იზრდება ენერგიის ზრდის შესაბამისად. ნაწილაკთა მაღალ ენერგიაზე სამუშაოდ მათი დამზადება ამაჩქარებლის ხარჯებს ეკონომიურად მიუღებელს ხდის.

თანამედროვე სინქროფაზოტრონებში ფოკუსირებისათვის სხვა წესი იქნა შემუშავებული - **ხისტი ფოკუსირება**. ეს მეთოდი მაგნიტების თემაში იქნება აღწერილი.

• რეზონატორი

თანამედროვე ამაჩქარებელი კომპლექსების ზომები უკვე კილომეტრებით იანგარიშება. ეს ისე არ უნდა გავიგოთ, რომ, მაგალითად, დიდ ადრონულ კოლაიდერზე პროტონების აჩქარება ხდებოდა მთელი 27 კმ სიგრძის არხში. რეალურად აჩქარება ხდება მხოლოდ ერთ ადგილას, ხოლო მთელი დანარჩენი სიგრძე, გადამხრელი და მაფოკუსირებელი მაგნიტური ლინზებისა და კონების

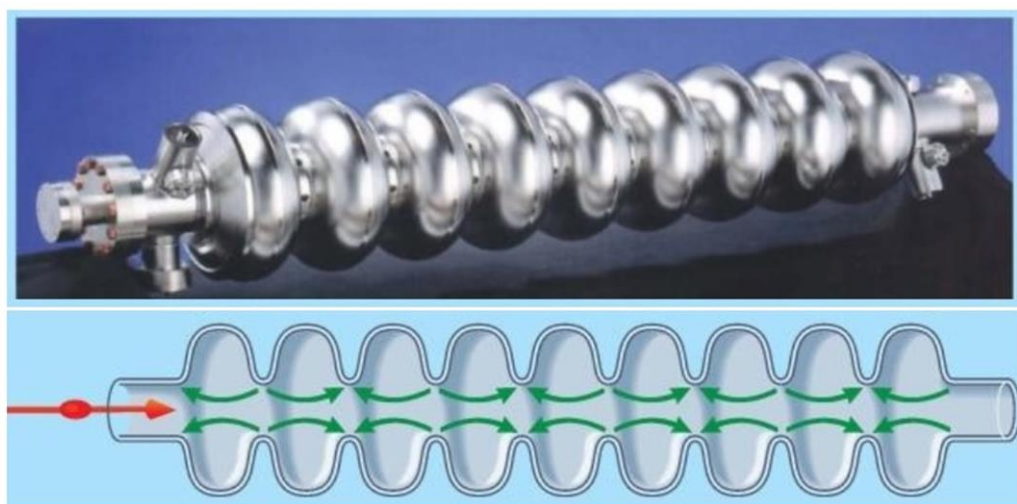


სურ.4-18: ამაჩქარებლის რეზონატორული (ა) სექციები და ალვარეცის ამაჩქარებელი (ბ)

გამტარებისგან შედგენილი, ემსახურება ნაწილაკთა კონის არხში შეყვანა-გამოყვანას, საჭირო რადიუსის შენარჩუნებას და რაც მთავარია, ამ კონის ფოკუსირებას. ნაწილაკთა აჩქარების უბანი დიდი ადრონული კოლაიდერის რგოლზე, როგორც სურ.4-25-ზეა ნაჩვენები, ე.წ. წერტილი №4-ია. აქ განთავსებულია რადიოსიხშირული მაგნიტური დანადგარები (RF-სექცია), სწორედ აქ ხდება ნაწილაკებზე დამატებითი ენერჯის გადაცემა.

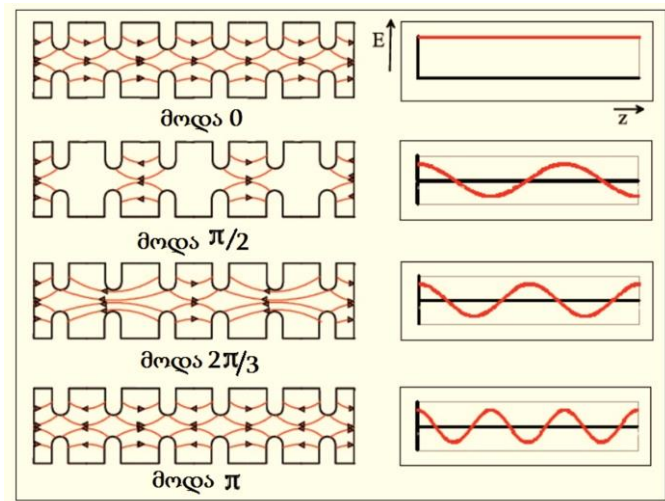
განვიხილოთ ამ დანადგარის მუშაობის საფუძვლები. წრფივი ამაჩქარებლების შესწავლისას უკვე აღწერილი იქნა ვიდეროეს

რეზონანსული ამაჩქარებლის მუშაობის სქემა (სურ.4-6). რეალურად ეს იდეა არის თანამედროვე რეზონატორის მუშაობის საფუძველი, უბრალოდ, ვიდეროეს ამაჩქარებელი ნაწილაკის მოძრაობის მთელ გზაზეა განფენილი, დღევანდელ რეალობაში კი ეს ამაჩქარებელი კომპლექსის მხოლოდ ერთი უბანია.



სურ.4-19: ზეგამტარული რეზონატორის საერთო ხედი და სქემატური კრილი

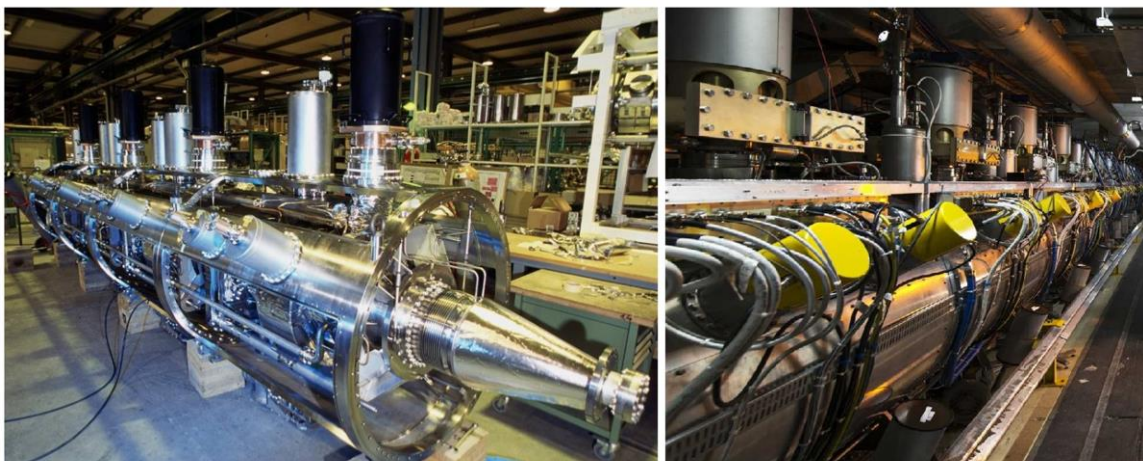
აჩქარების პროცესში ნაწილაკის სიჩქარის ზრდა იწვევს ნაწილაკების დრეიფის მილაკების სიგრძის მატებას. ამის ზრდის საწინააღმდეგოდ შეიძლება



სურ.4-20: მდგარ ტალღაზე მომუშავე ამაჩქარებლის ძირითადი რეჟიმები

მოხდეს ელექტრომაგნიტური ტალღის სიხშირის ზრდა. როცა ტალღის სიგრძე ხდება დრეიფის მილის ზომების რიგის, რთულდება სინქრონიზაციის ამოცანა. მაღალ სიხშირეებზე საქმეში ერთვება ინდუქტიური წინაღობა და სისტემის ტევადობა. შესაძლებელია მოხდეს ტალღის სიხშირისა და სისტემის (რეზონატორის) საკუთარი სიხშირის თანხვედრა. ამ დროს წრედის წინაღობა ნულისკენ

მიისწრაფვის და სისტემა ტალღების გამომსხივებლად იქცევა. ამ მოვლენის დასათრგუნად, ანუ რეზონანსული სიხშირის გასაბნევად ცალკეულ სექციებად დაყოფა იქნა შემოთავაზებული - სექციების სარქველები ველს გარეთ აღარ უშვებდნენ. ყოველი სექცია კი ცალკე უერთდებოდა სიხშირულ კვებას. ამან საქმე ერთი მხრივ გამოასწორა, მაგრამ გართულდა სინქრონიზაციის საკითხი - საჭირო ფაზური წანაცვლების დაჭერა. ამჯერად გარე კორპუსი დატოვებული იქნა, მაგრამ მოიხსნა შიდა სარქველები, დრეიფის მილაკები კი, რომელთა შიგნით ველის ეკრანილება ხდება, დარჩა გარე კორპუსის შიგნით. საბოლოოდ გამოვიდა ამაჩქარებელი ელემენტი მდგარ ტალღაზე - ალვარეცის ამაჩქარებელი (სურ.4-18).



სურ.4-21: დიდი ადრონული კოლაიდერის 4-სექციანი RF მოდული აწყობის პროცესში (მარცხნივ) და კოლაიდერის გვირაბში (მარჯვნივ).

ამრიგად, მიღებულ დახურულ კონსტრუქციას, რომლის შიგნით ჩამონტაჟებულია ნაწილაკთა დრეიფის მილები, ელექტრომაგნიტური ველი ფარავს იმგვარად, რომ ელექტრული ველის დაძაბულობა მიმართულია დრეიფის მილების ღერძის გასწვრივ, ხოლო მაგნიტური ველი ცილინდრის ღერძის პერპენდიკულარულია. შემდგომი დახვეწა მდგომარეობდა ცილინდრის ფორმის

ოპტიმიზაციაში. სექციებს ტორის ფორმა მიეცა, სითბული ენერგეტიკული კარგების შესამცირებლად კი ზეგამტარული მასალასა და ტემპერატურებზე გადასვლა გახდა აუცილებელი. სურ.4-19-ზე მოცემულია ამაჩქარებლის რეზონატორული კამერის ფოტოსურათი და სქემატური ჭრილი. სურ.4-20 კი წარმოგვიდგენს რეზონატორის მუშაობის მოდებს, რომლებიც ასაჩქარებელი ნაწილაკის სიჩქარის მიხედვით აირჩევა. ფიზიკურად ეს სექციის სიგრძეში გამოიხატება.

როგორც ციკლური ამაჩქარებლების განხილვისას აღვნიშნეთ, ელექტრონები თავისი მცირე მასის გამო სწრაფად აღწევენ რელატივისტურ სიჩქარეებს, ამიტომ მათი სიჩქარის მატება რეზონატორული წესით არაეფექტური ხდება. აღწერილი მდგარი ტალღების მეთოდი პროტონებისა და მძიმე იონებისთვის არის მიზანშეწონილი. ენერგიის მატება 2-5 მევ/მ ფარგლებშია. ელექტრონების აჩქარებისათვის ხდება სიხშირის ცვლა - ე.წ. მორბენალი ტალღის საშუალებით და ენერგიის მატება საგრძნობი ხდება (10-20 მევ/მ) [6-2].

სურ.4-21-ზე ნაჩვენებია დიდი ადრონული კოლაიდერის RF-უბანი - „წერტილი №4“. ერთი ზეგამტარული კრიოგენული მოდული 4 რეზონატორს შეიცავს. თითოეულ არხზე 2 ასეთი მოდულია განთავსებული. აქ ხდება პროტონების კონის აჩქარება 7 ტევ ენერგიამდე 400.8 მეგაჰერცი სიხშირის ტალღის საშუალებით. აქვე ხდება კონის ბანჩებად (ერთმანეთის მიყოლებით მოძრავი ნაწილაკთა დაჯგუფებებად) ფორმირება. ერთი ბანჩის ხანგრძლივობა 1.06 ნწმ-ია, ინტენსივობა - 10^{11} პროტონი. ბანჩების საერთო რაოდენობა ამაჩქარებლის წრეზე 2808 აღწევს, კონის ლაქის გაშლა მის მართობულ სიბრტყეზე კი (σ) 3.75 მიკრონის ტოლია [5-2].

• კოლაიდერი

ცერნი (CERN) ევროპის ბირთვული კვლევის ცენტრია. დღეს იქ მოქმედებს მსოფლიოს უდიდესი უნიკალური ამაჩქარებელი - დიდი ადრონული კოლაიდერი (LHC). ეს თანამედროვე ექსპერიმენტული ტექნოლოგიების მწვერვალია. ცერნის ამაჩქარებლების სისტემა მოიცავს ყოველივე მოწინავე იდეას, რაც კაცობრიობას ამ მიმართულებით გამოუთქვამს და პრაქტიკულად რეალიზებულა.

ელემენტარულ ნაწილაკთა კვლევის ძირითადი მეთოდია მათ ურთიერთქმედებაზე დაკვირვება. ფიქსირებულ სამიზნიანი ექსპერიმენტული დანადგარების ერთ-ერთი ელემენტია სამიზნე ნივთიერება, რომელსაც ეცემა აჩქარებული ელემენტარული ნაწილაკი, ხოლო დეტექტორები განლაგებულია კონუსურად, რადგანაც დაბადებული ნაწილაკები ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონების თანახმად სწორედ ამგვარ კონუსში გაიტყორცნება. დამცემი ნაწილაკები მიიღება წრფივი ან ციკლური ამაჩქარებლიდან და სამიზნეში ურთიერთქმედების გარეშე გავლის შემთხვევაში ისინი დანადგარის შედეგ განთავსებულ მშთანქმელებში უსარგებლოდ იკარგება. ეს აჩქარებული ნაწილაკების საკმაოდ დიდი ნაწილია - ურთიერთქმედებაში დაბადებული მეორადი ნაწილაკების გაბნევის გარეშე გამოსვლისათვის სამიზნე კეთდებოდა ან ძალიან თხელი, ან ნაკლებად მკვრივი მასალებისაგან. ურთიერთქმედების კვეთა დაბალია თხევადი წყალბადის სამიზნეზეც, როცა სასურველია პროტონული ურთიერთქმედების შესწავლა. ეს იყო ერთ-ერთი საფუძველი იმისა, რომ შეიქმნა ამაჩქარებელთა ახალი ტიპი -კოლაიდერი (collider - დამჯახებელი). ეს არაა აჩქარების ახალი მეთოდი. კოლაიდერი არის წრიული ან წრფივი ამაჩქარებლების



სურ.4-22: დიდი ადრონული კოლაიდერის გვირაბი და ნაწილაკთა არხი

სისტემა, როცა ნაწილაკები ჩქარდება ორი სხვადასხვა ამაჩქარებლის არხებში დამოუკიდებლად და ხდება ამ აჩქარებულ ნაწილაკთა კონების ერთმანეთთან შეჯახება.

მეორე, ძირითადი საფუძველი კოლაიდერულ ექსპერიმენტებზე გადასვლისაკენ მასათა ცენტრის სისტემაში მეტი ენერგიის თავმოყრაა. სასურველი ურთიერთქმედების დასამზერად აუცილებელი პირობაა, რომ დამჯახებელ ნაწილაკთა საკუთარ სისტემაში თავმოყრილი ენერგია იყოს მეტი მეორად ნაწილაკთა ჯამურ უძრაობის ენერგიაზე. ფიქსირებული სამიზნისთვის დამცემი ნაწილაკისა და სამიზნის ჯამური სისტემა ლაბორატორიულ სისტემაში მოძრაობს გარკვეული

სიჩქარით. დაჯახების შემდეგ დამცემი ნაწილაკის კინეტიკური ენერჯის დიდი ნაწილი იხარჯება მასათა ცენტრის მოძრაობის შენარჩუნებაზე და მხოლოდ ნაწილი შეიძლება დაიხარჯოს ახალი ნაწილაკების დაბადებაზე.

უძრავი სამიზნის შემთხვევაში, ლაბორატორიულ (L) სისტემაში m_0 ნაწილაკის უძრაობის ენერჯია E გამოისახება ცნობილი თანაფარდობით $E_0 = m_0 c^2$. მეორე ისეთივე ნაწილაკი m_0 უძრაობის მასით, რომელიც მოძრაობს დიდი სიჩქარით ($\gamma \gg 1, E \gg E_0$), ეჯახება უძრავს. ენერჯია მასათა ცენტრის (C) სისტემაში E_c გამოისახება ფორმულით

$$E_c = \sqrt{2EE_0} \quad \{4-30\}$$

რაც მეტია დამცემი ნაწილაკის ენერჯია, მით მეტია ურთიერთქმედებაზე დასახარჯი წილი - ეფექტური ენერჯია E_c .

იგივე ნაწილაკებისათვის, როცა ისინი მოძრაობენ ერთნაირი ენერჯიით შემხვედრი მიმართულებით, იმპულსების ჯამი ნულის ტოლია, L და C სისტემები ემთხვევა ერთმანეთს და ჯამური ენერჯია $E_c = 2E$ სრულად დაიხარჯება ურთიერთქმედებაზე, ანუ ახალი ნაწილაკების წარმოქმნაზე.

დიდ ადრონულ კოლაიდერში pp დაჯახებისას მასათა ცენტრის სისტემაში ენერჯია $E_c = 14$ ტევ სრულად იხარჯება ურთიერთქმედებაზე (ადრონების რთული შემადგენლობის გამო რეალურად ადრონიზაციაზე მხოლოდ 2 ტევ დაიხარჯება. ურთიერთქმედებაში ენერჯეტიკულად სრული გადასვლა e^+e^- კოლაიდერშია, როცა ელექტრონ-პოზიტრონი ურთიერთქმედებენ). ფიქსირებულ პროტონზე ურთიერთქმედებისათვის, ეკვივალენტური C-სისტემის ენერჯია რომ მივიღოთ, ამაჩქარებლიდან წამოსული ნაწილაკის ენერჯია უნდა შეადგენდეს

$$E_{eqv} = \frac{E_c^2}{2E_0} \quad \{4-31\}$$

რაც ამ შემთხვევაში 100 ტევ-ს უახლოვდება. ამრიგად, შემხვედრი კონების დროს „ენერჯეტიკული მოგება“ აშკარაა. ამიტომაცაა, რომ უკვე პოპულარულია წრფივი ამაჩქარებლებისაგან მიღებული კონების შეჯახებაც, მიუხედავად იმისა, რომ ურთიერთქმედების გარეშე გამავალი ნაწილაკები განმეორებითი შეჯახებისათვის ვეღარ გამოიყენება (SLAC, სტენფორდი, აშშ).

სამიზნის კვეთური ეფექტურობა ნაწილაკთა პირდაპირ შეჯახებასთან შედარებით მეტია, თუ გავითვალისწინებთ სამიზნის სიღრმეს, სიმკვრივეს, ატომურ ნომერს. ამასთან სამიზნეები კეთდება ნაწილაკთა კონის მთელი სიგანისათვის, რაც მკაცრი დამიზნების აუცილებლობას აღარ ითხოვს. კოლაიდერის შემთხვევაში ორი ელემენტარული ნაწილაკის ერთმანეთთან დაჯახება ხდება, ეს კვეთა კი გეომეტრიულად 1 ბარნის რიგისაა, ასე რომ, დაჯახების წვეროში ნაწილაკთა კონების ფოკუსირებას კოლაიდერისათვის არსებითი მნიშვნელობა აქვს.

ამაჩქარებელზე საუბრისას პირველ რიგში მოიხსენიება ნაწილაკის მაქსიმალური ენერჯია, მიღწეული აჩქარების შედეგად. ამის გარდა, მნიშვნელოვანი მახასიათებელია ე.წ. „ნათება“ - ნაწილაკთა რაოდენობა, გამავალი დროის ერთეულში გარკვეულ ფართობში.

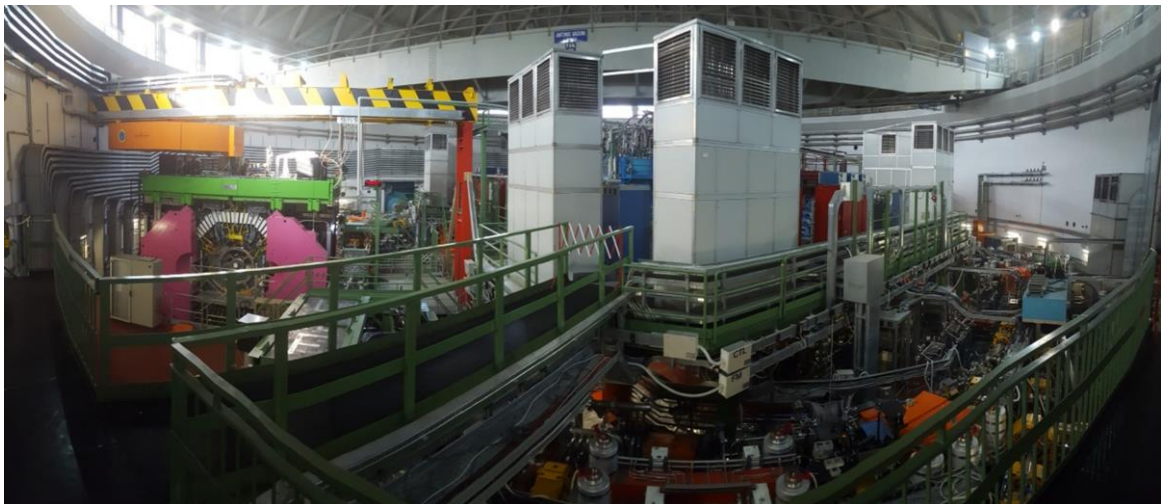
$$L = f \left(\frac{n_1 \cdot n_2}{S} \right) \text{ სმ}^{-2} \cdot \text{წმ}^{-1} \quad \{4-32\}$$

f ნაწილაკთა ბანჩების სიხშირეა, n_1 და n_2 ნაწილაკთა რაოდენობებია შემხვედრ კონებში ბანჩების შიგნით, ხოლო S - კონის განივი კვეთის ფართობია.

სწორედ ამ ფართობის, ანუ ნაწილაკთა „ლაქის“ შემცირება არის ამაჩქარებლების ტექნოლოგიური დახვეწის მთავარი ამოცანა - მაღალი ნათების ამაჩქარებელი იშვიათი პროცესების დამზერის საშუალებას იძლევა. ნაწილაკთა ურთიერთქმედების ალბათობა განისაზღვრება დაჯახების ეფექტური განივკვეთით σ (სმ²):

$$\sigma = N/L \quad \{4-33\}$$

აქ N არადრეკადი დაჯახებების რიცხვია. ურთიერთქმედების უფრო ზუსტ ფორმულაში შედის კონის ემიტანსი (ექვსგანზომილებიანი ფაზური მოცულობა - კოორდინატებისა და იმპულსების მიხედვით), ნაწილაკთა გაუსის განაწილება კონის კვეთებში (გეომეტრიული არაერთგვაროვნება ფართობზე), ასევე დაჯახების კუთხე (ტექნოლოგიურად შეუძლებელია ნაწილაკების კონებს შორის 180⁰-იანი კუთხის დაჭერა).



სურ.4-23: იტალია. ე. ფრასკატის (INFN, LNF) e^+e^- კოლაიდერი DAΦNE

ამაჩქარებლების მუშაობას *ინტეგრალური ნათებითაც* ახასიათებენ - ეს ერთ წელიწადში მომხდარი ურთიერთქმედებების ალბათობაა. ითვლება, რომ ამაჩქარებლის ეფექტური მუშაობის დრო წელიწადში 10⁷ წამია. ეს 4 თვეს შეესაბამება, დანარჩენი დრო კი ტექნოლოგიური დგომაა. ეს სიდიდე უკუ-პიკობარნებში (პბნ⁻¹) იზომება.

დიდი ადრონული კოლაიდერის დაგეგმილი ნათება 10³⁴ სმ⁻²·წმ⁻¹ აღწევს. მაგალითისათვის: - ჰიგსის ბოზონის დაბადებისათვის 20 პიკობარნი კვეთის პროცესია გათვლილი. ამგვარი ნათების შემთხვევაში კოლაიდერი ამ ბოზონის დაბადებას ყოველ 5 წამში შეძლებს (მეორე საკითხია ამ რეაქციების დიდი ალბათობით დარეგისტრირება და ჩაწერა).

„ლაქის“ ფართობის შემცირების გარდა მეორე მიმართულებაა კონის ინტენსივობის გაზრდა, ანუ ერთ წამში გამავალი ნაწილაკთა დაჯგუფებების (ე.წ. „ბანჩების“) რაოდენობის მომატება. ადრონული კოლაიდერის ნაწილაკთა ბანჩებს შორის დროის ინტერვალი 25 ნანოწამია. ეს ნიშნავს, რომ ელექტრონიკა, რომელიც ურთიერთქმედებების გადარჩევას და ჩაწერას ახდენს, უნდა შეესაბამებოდეს ამ დატვირთვას. ასევე, ცენტრალური დეტექტორების სამუშაო რეჟიმი ყოველი ახალი ურთიერთქმედებისათვის მზადყოფნაში მოსვლას უნდა ასწრებდეს. დეტექტორის „გასუფთავება“ წინა ურთიერთქმედების ნაშთებისაგან ექსპერიმენტული მასალის დამუშავების პროცესის ერთ-ერთი ძირითადი და ურთულესი ამოცანაა. ამგვარად, ინტენსივობის აწვეა ნათების ამაღლების მიზნით მრავალი დამატებითი პრობლემის წამომჭრელი პროცესია და ძირითადი აქცენტი ნაწილაკთა კონის ფოკუსირებაზე გადადის.

ასე რომ, ნაწილაკთა კონის დავიწროება, ანუ ფოკუსირება ურთიერთქმედების ადგილებთან მაღალი მნიშვნელობის ამოცანაა. მისი გადაწყვეტა ამაჩქარებლის არხის გარშემო განთავსებული მაგნიტური სისტემების პრეროგატივაა.

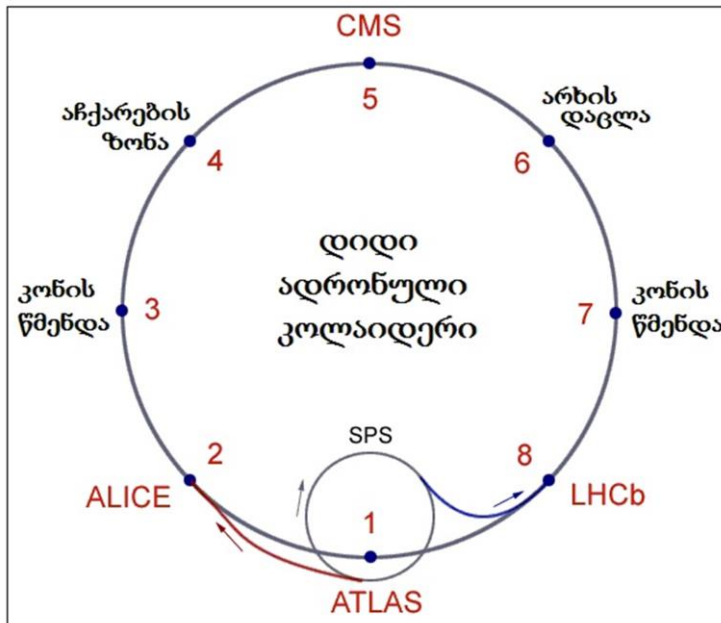
პროტონები, სანამ დიდი ადრონული კოლაიდერის რგოლებში მოხვდებიან, მრავალსაფეხურიან აჩქარებისა და დაგროვების ეტაპებს გადიან. გაზური წყალბადის ატომებიდან მიღებული ბირთვები, ანუ პროტონები წრფივ ამაჩქარებელში ჯერ 50 მეგ ენერგიამდე ჩქარდებიან, შემდეგ გადადიან ბუსტერში (PSB), რომელშიც 1.4 გევ ენერგიას ღებულობენ. ბუსტერის შემდეგ პროტონული სინქროტრონი მათ 25 გევ ენერგიამდე ააჩქარებს და ამის შემდეგ გადადიან SPS ამაჩქარებლის რგოლში, რომელიც ამ გზის ბოლო საფეხურია. იგი პროტონებს 450 გევ ენერგიამდე აჩქარებს. ამის შემდეგ ინჟექცია, ანუ პროტონების ნაკადების შეყვანა ადრონულ კოლაიდერში ხდება ორ ადგილას, ე.წ. წერტილები №2 და №8 (სურ.4-25). ეს პროცესი იმპულსების სახით მიმდინარეობს. ადრონული კოლაიდერის ყოველი ციკლის დამთავრებისას ხდება მასში დარჩენილი მაღალენერგეტიკული კონის გამოშვება, ანუ არხის დაცლა (წერტილი №6) - ეს ოპერაცია მაგნიტების სექციაშია აღწერილი. ამის შემდეგ, რამდენიმე წუთის განმავლობაში ხდება სწრაფი მაგნიტების მორიგეობითი ჩართვა-გამორთვა და SPS ამაჩქარებელში დაგროვებული და წინასწარ აჩქარებული პროტონების ბანჩები გადადიან LHC-ში. ამ დროს დიდი მნიშვნელობა აქვს სინქრონიზაციას - პროტონთა ჯგუფები გარკვეული ინტერვალით სცილდებიან ერთმანეთს და აგრძელებენ მოძრაობას მაგნიტების სისტემით დატვირთულ არხებში ერთმანეთთან შესახვედრად. აჩქარების პროცესი 27 კილომეტრიან გვირაბში



სურ.4-24: ქ. ფრასკატი (INFN, LNF). ბრუნო ტუშეკის e^+e^- კოლაიდერი ADA

მხოლოდ ერთ ადგილას (წერტილი №4) ხდება. დანარჩენი გზა მათი მიმართვასა და ფოკუსირებაზეა გათვლილი.

თითქმის იგივე გზას გადიან ტყვიის იონები - დიდი ადრონული კოლაიდერი იონური ამაჩქარებელიცაა. ALICE-ექსპერიმენტი სწორედ Pb-Pb იონური ურთიერთქმედების შესწავლაზეა გათვლილი. იონურ და პროტონულ აჩქარებებზე კოლაიდერი სხვადასხვა დროს მუშაობს.



სურ.4-25: დიდი ადრონული კოლაიდერის მთავარი წერტილების სქემა

კოლაიდერი ფაქტობრივად ორი წრიული ამაჩქარებელია, რომლებშიც ნაწილაკები ერთმანეთის შემხვედრი მიმართულებით მოძრაობენ. ექსპერიმენტული დანადგარების არეებში ეს წრეები იკვეთებიან - ნაწილაკთა მიმართვას ამ გადაკვეთის წერტილებისაკენ სპეციალური გადამხრელი მაგნიტები ახდენენ. ამ წერტილებშია კონების მაქსიმალური ფოკუსირება, რათა გაიზარდოს ამაჩქარებლის „ნათება“. ურთიერთქმედების გარეშე დარჩენილი პროტონები უბრუნდებიან საწყის წრიულ ორბიტებს და აგრძელებენ ფოკუსირება-აჩქარების ციკლებს შემდგომი გადაკვეთის წერტილში მოსახვედრად.

5. მაგნიტური ლინზები

ცერნის ვიზიტორი პირველ რიგში მიაქცევს ყურადღებას ღია ცის ქვეშ 14 მეტრი სიგრძის ცისფრად შეღებილ მილს (სურ. 5-1), რომლის გარეგნული მხარე არავითარ უნიკალურობაზე არ მიგვანიშნებს. ეს ამაჩქარებლის კონის გადამხრელი ზეგამტარი მაგნიტია - დანადგარი, რომლის გარეშე მიულწევადია ყოველივე, რაც უკვე მიღებულია კოლაიდერის ექსპერიმენტულ დანადგარებში და კიდევ აღმოჩენის მოლოდინშია.

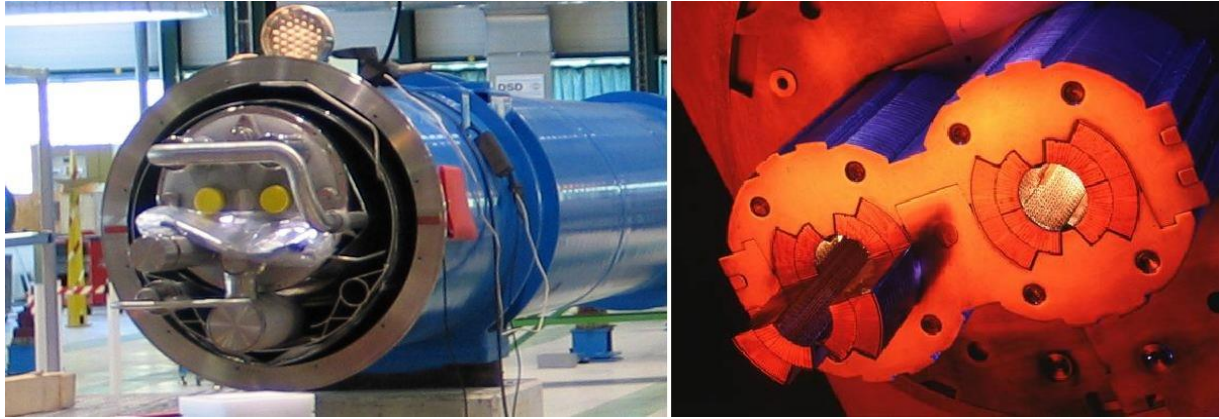


სურ. 5-1: დიპოლური მაგნიტური ლინზა ცერნის ეზოში

თავისუფალი ნაწილაკი მოძრაობს წრფივად - ეს ელემენტარულია. დამუხტული ნაწილაკის ტრაექტორიის შესაცვლელად ყველაზე მოხერხებულია მასზე მაგნიტური ველით ზემოქმედება - ლორენცის ძალა მოქმედებს ტრაექტორიის მართებულად და შესაბამისად არ ცვლის ნაწილაკის სიჩქარეს. იცვლება მხოლოდ ტრაექტორია. მაგნიტური ველის სიმძლავრეზეა დამოკიდებული ტრაექტორიის გადახრის სიდიდე. თუ გვინდა ნაწილაკი ვამოძრაოთ წრეზე, განსაკუთრებული მოთხოვნილებაა ამ ველის სტაბილურობაზე. ცნობისათვის - კოლაიდერიში ნაწილაკთა არხის სიგრძე 27 კმ-ს აღწევს, ამ არხის მილის დიამეტრი კი 5 სმ-ია!

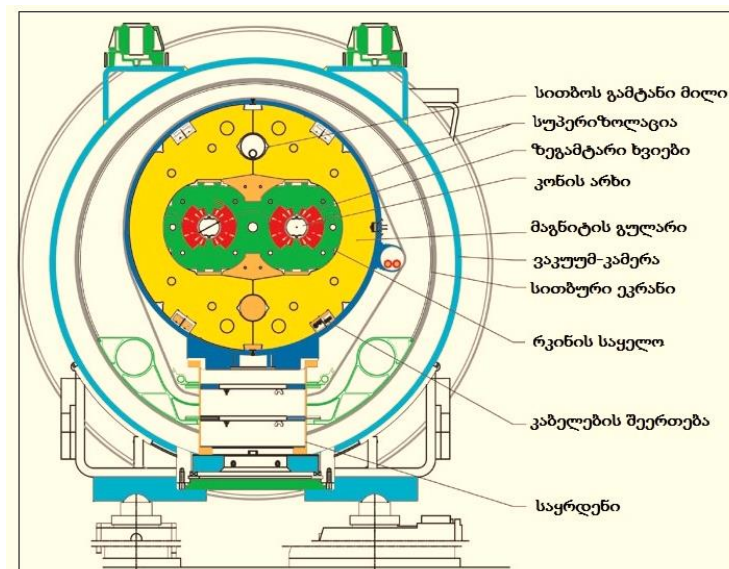
დიდი ადრონული კოლაიდერის არხებში პროტონების ორი კონა მოძრაობს, შესაბამისად გადამხრელი დიპოლური მაგნიტის კორპუსში ორი ვაკუუმური მილი-არხია ჩამონტაჟებული (სურ.5-2). მაგნიტური ველის მილის პერპენდიკულარულად მისამართად მაგნიტის ზეგამტარი ხვეულები არხის სიგრძეზეა დახვეული. დაბალტემპერატურული ნიობიუმ-ტიტანის შენადნობი $1.9K^0$ -ტემპერატურაზე, ზეგამტარულ მდგომარეობაში მუშაობს. კაბელები 10 მიკრონი დიამეტრის ძაფებისგან არის დაწნული. არხში შექმნილი მაგნიტური ველის სიდიდე 8.33 ტესლას აღწევს (დენი 11850 ამპერი) - ეს საჭიროა 7 ტევ ენერჯის პროტონების ტრაექტორიის მოსახრელად. პროტონები არხებში სხვადასხვა ეტაპზე სხვადასხვა ენერჯით მოძრაობენ. მაგნიტური ველის სიდიდე შესაბამისად ეწყობა, რათა რადიუსი შენარჩუნდეს. ამ სიდიდის მაღალი სიზუსტით ფიქსირებაა საჭირო. გადამხრელ მაგნიტებს პროტონების კონის

ფოკუსირების ფუნქციაც აქვთ - ორბიტიდან გადახრილი ნაწილაკი ძირითად ტრაექტორიას უნდა დაუბრუნდეს. კოლაიდერის არხში ამ ტიპის 1232 დიპოლური მაგნიტია. ყოველი მათგანი აღჭურვილია გაცივების, ავარიული გათბობის, სხვა დამცავი სისტემებით (სურ. 5-3). ერთი მოდულის წონა 35 ტონაა [5-1,2].



სურ. 5-2: დიპოლური მაგნიტი, მისი გულარები და კონების არხები [5-3]

ამაჩქარებელში მოძრავ ნაწილაკთა კონას აქვს მიდრეკილება სივრცეში გაშლისაკენ. ამის სამ ძირითად მიზეზად შეიძლება დავასახელოთ: წყაროდან ინჟექტირებული ნაწილაკების სითბური მოძრაობა - ეს თავს იჩენს ყოველნაირ ამაჩქარებელში; ამაჩქარებელი ველის მადეფოკუსირებელი (გამბნევი) ქმედება, რომელიც განსაკუთრებით რეზონანსულ ამაჩქარებლებს ახასიათებს - შეუძლებელია იმგვარი ველის ჩამოყალიბება, რომელიც გრძივ და განივ მიმართულებებზე ერთნაირი მდგრადობის უზრუნველყოფას მოახერხებს;



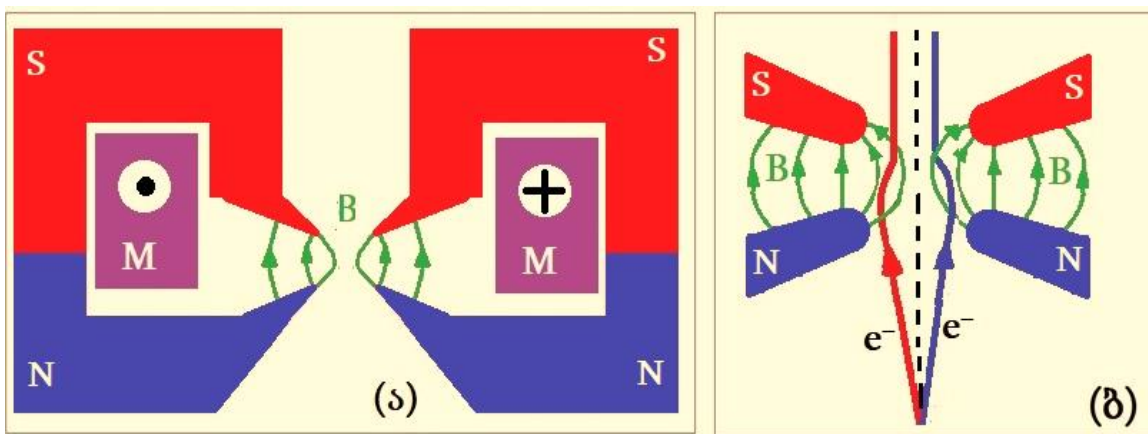
სურ.5-3: დიდი ადრონული კოლაიდერის დიპოლური მაგნიტის სქემატური ჭრილი

ყველაზე ნაკლებ მნიშვნელოვანია ნაწილაკების ერთმანეთისაგან განზიდვა კულონური ზემოქმედების ბაზაზე.

ჩამოთვლილთაგან ყველაზე დიდი ეფექტი კონის დეფოკუსირებაში შეაქვს პირველს - სითბურ მოძრაობას. ამ სიჩქარის ვექტორის გასწვრივი მდგენელის სიდიდე საგრძნობლად მცირეა, ვიდრე აჩქარებისას შეძენილი სიჩქარე და საერთო მოძრაობაზე გავლენას ვერ ახდენს. განივი მდგენელი კი კონის გაშლას ემსახურება, განსაკუთრებით თავისუფალი დრეიფის დროს.

გასწვრივი სოლენოიდური ველიდან თავის დასაღწევად ნაწილაკს არ აქვს საკმარისი სიჩქარე. ამ დროს ამგვარი ნაწილაკი მოძრაობს კონის ღერძის გარშემო სპირალზე. რაც მეტია ველის B სიდიდე, მით ნაკლებია ამ სპირალის რადიუსი. მათემატიკური გათვლები გვაძლევენ ფორმულას, რომელიც გვაჩვენებს, რომ სოლენოიდური მაფოკუსირებული მაგნიტური ველის სიდიდე კონის დენის სიდიდიდან კვადრატული ფესვის პროპორციულია.

სინათლის სხივის ოპტიკური ფოკუსირებისას, თუ წყაროდან მომართულ სხივს გავატარებთ სფერული ზედაპირის მქონე გამჭვირვალე გარემოში - ლინზაში, იგი გადაიქცევა პარალელური სხივების კონად: სფერულ ზედაპირზე გარდატეხა ფოკუსის წერტილიდან მომავალ ფოტონებს ფოკუსური ღერძის პარალელურად მიმართავს. დამუხტული ნაწილაკის ტრაექტორიის გადახრა ხდება მაგნიტური ველის (მაგნიტური ლინზის) დახმარებით. სურ.5-4-ზე ნაჩვენებია M მაგნიტის S-N პოლუსებს შორის B მაგნიტური ველის ძალწირები (ა) და ქვედა წერტილიდან ამ მაგნიტის ჭრილისაკენ გაშლილად მომავალი ელექტრონები (ბ) [5-5]. გამოსახული ძალწირები ველის მიმართულებას და ინტენსივობას გვაჩვენებენ. მარჯვენა ელექტრონი, რომელიც „გაქცეულია“ ნახაზის სიბრტყეში მარჯვნივ, შესვლის მომენტში განიცდის ველის ჰორიზონტალური მდგენელიდან ლორენცის ძალის მოქმედებას და იგი დებულობს სიჩქარის მდგენელს, რომელიც მას წაანაცვლებს ნახაზის სიღრმისაკენ (შესამოწმებლად ვისარგებლოთ მარცხენა ხელის წესით). ამ წაანაცვლებისას, თუ ისევ მარცხენა ხელის წესს მოვიშველიებთ, დავინახავთ, რომ ელექტრონზე ველის ვერტიკალური მდგენელიდან მოქმედებს ლორენცის ძალა, რომელიც მას მოძრაობის ღერძისკენ უბიძგებს. ველიდან გასვლისას

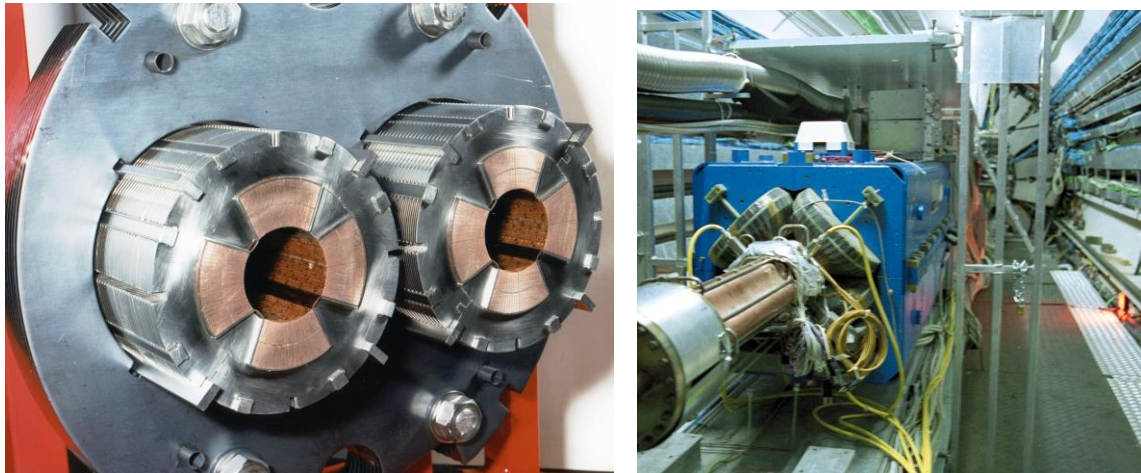


სურ.5-4: ელექტრონების ფოკუსირება მაგნიტურ ველში

ჰორიზონტალური მდგენელი ელექტრონს ისევ „ამოწევს“ ნახაზის სიბრტყეში.

ამ ნაწილობრივ სპირალური მოძრაობით ელექტრონი უბრუნდება ღერძის პარალელურ მიმართულებას. მეტად გადახრილ ელექტრონზე მეტი ძალა მოქმედებს, რადგან იგი ხვდება უფრო ძლიერ ველში. მარცხნივ წასულ ელექტრონსაც იგივე ნაწილობრივ-სპირალური გზის გავლა უწევს, ოღონდ მისი სპირალის ნახაზის სიღრმიდან ჯერ ჩვენსკენ „ამოდის“.

ამრიგად, მივიღეთ განშლადი კონის პარალელურად წარმართვის ეფექტი - ეს ოპტიკური ლინზის მუშაობას გვაგონებს. თუ პარალელურად მიმავალ კონას დავუხვედრებთ მსგავს (ინვერსირებულ) ლინზას, საშუალება გვქვია ეს ნაწილაკები მივმართოთ ერთი წერტილისაკენ - ეს ურთიერთქმედების წვეროსკენ



სურ.5-5: დიდი ადრონული კოლაიდერის კვადრუპოლური მაგნიტის თავი (მარცხნივ) და LEP კოლაიდერის კვადრუპოლური ლინზა (მარჯვნივ)

ნაწილაკთა ფოკუსირებისთვისაა საჭირო.

დიპოლური ლინზა ნაწილაკთა კონას ერთ სიბრტყეში გადახრის (როგორც წესი, სიბრტყე ვერტიკალური ან ჰორიზონტალურია), კონის ორმხრივ ფოკუსირებას კი კვადრუპოლური მაგნიტური ლინზა ახდენს. ლინზების სახეობები დიდ ადრონულ კოლაიდერზე ამ ორი ტიპით არ შემოიფარგლება. 6, 8, 10, 12 პოლუსიანი დანადგარებიც შეგვიძლია ვიხილოთ.

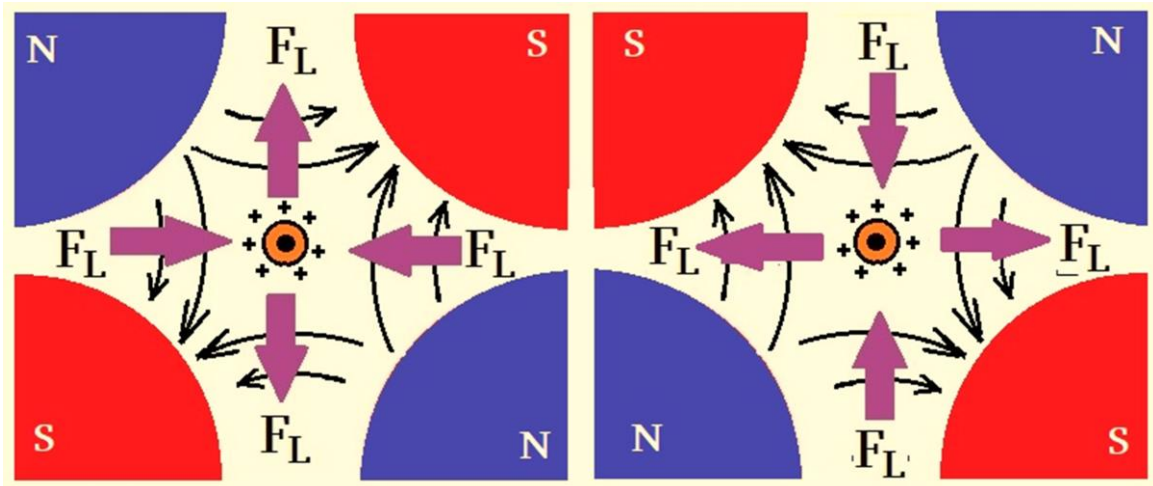
სურ.5-5-ზე მარჯვნივ გამოსახულია კვადრუპოლური ლინზა, რომელიც გასული საუკუნის ბოლოს მოქმედ LEP-ამაჩქარებლის (თანამედროვე დიდი ადრონული კოლაიდერის გვირაბში) ელექტრონ-პოზიტრონულ არხებში მუშაობდა.

დიდი ადრონული კოლაიდერის ნაწილაკთა კონის არხის ერთი კვადრუპოლური ლინზის სიგრძე 3.2 მეტრია. მასში ველის სიდიდე 223 ტესლა/მეტრს აღწევს. თუ შევადარებთ კვადრუპოლური მაგნიტის თავს (სურ.5-5) დიპოლური მაგნიტის იგივე ელემენტს (სურ.5-2) - შევამჩნევთ განსხვავებას ზეგამტარული ხვიების კონფიგურაციაში. კვადრუპოლურში ვერტიკალური მიმართულებაა დამატებული. მაგნიტის პოლუსები აქ მონაცვლეობენ [5-5].

მაგნიტური ლინზა არაა ისეთი იდეალური მაფოკუსირებელი დანადგარი, როგორც ოპტიკური - თუ ვაფოკუსირებთ ვერტიკალურ სიბრტყეში, უარესდება ჰორიზონტალური ფოკუსირება და პირიქით. ამ ეფექტის დასათრგუნად კვადრუპოლური მაგნიტები იდგმება ერთმანეთის მიყოლებით, 90° კუთხით

ღერძის გარშემო მობრუნებული. ამგვარი ჯაჭვი კი უკვე იძლევა სასურველ ეფექტს.

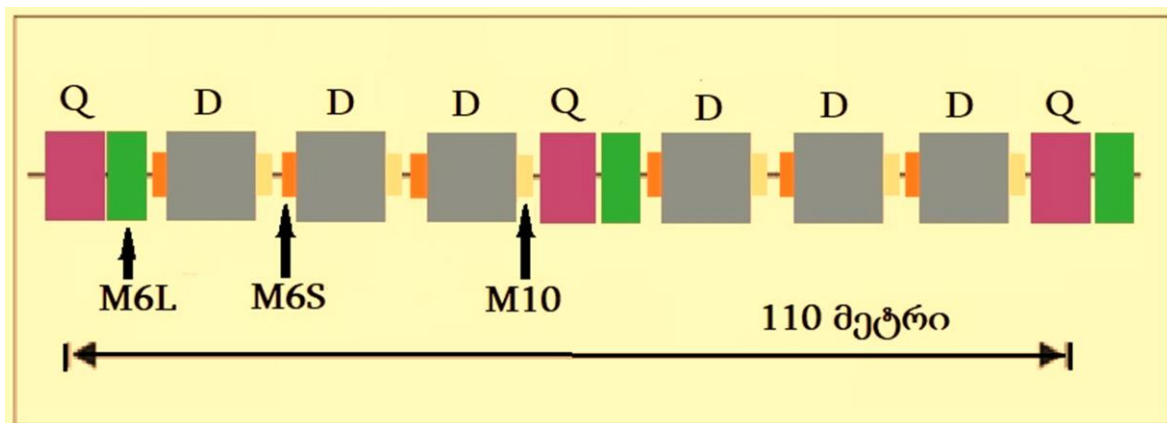
სურ.5-6-ზე მოცემულია კვადრუპოლურ ლინზაში დადებით მუხტზე მოქმედი ძალების მოქმედების სქემა. F_L ლორენცის ძალაა. შავი ისრები მაგნიტური ველის ინდუქციის მიმართულებას გამოხატავენ. დადებითი



სურ.5-6: დადებით მუხტებზე მოქმედი ლორენცის ძალები (F_L) კვადრუპოლურ ლინზაში

ნაწილაკების კონა მოძრაობს ჩვენს მხარეს. მარცხენა ნახაზზე ნაწილაკთა ნაკადი ფოკუსირდება ჰორიზონტალურ სიბრტყეში, ვერტიკალურში კი ლორენცის ძალები ახდენენ დეფოკუსირებას. ამის შემდეგ, 90° -ით მობრუნებულ ლინზაში გავლისას იგივე კონა განიცდის ფოკუსირებას ვერტიკალურ სიბრტყეში, ჰორიზონტალურში კი F_L ძალები კონის გაშლას ცდილობენ.

კვადრუპოლური ლინზებით ყოველმხრივი ფოკუსირების მისაღებად



სურ.5-7: დიდი ადრონული კოლაიდერის FODO სექციის სქემა. D - დიპოლური, Q - კვადრუპოლური, M6L - 6 პოლუსიანი დიდი, M6S - 6-პოლუსიანი მცირე, M10 - 10 პოლუსიანი მაგნიტები

შექმნილ ჯაჭვს FODO სისტემასაც უწოდებენ. „F“ აღნიშნავს ჰორიზონტალურ ფოკუსირებას ორბიტის სიბრტყეში, „D“ ფოკუსირებაა ამ ორბიტის მართებული მიმართულებით, ხოლო „O“ არაკვადრუპოლური ელემენტია, მაგალითად დიპოლური გადამხრელი მაგნიტი (სურ.5-7).

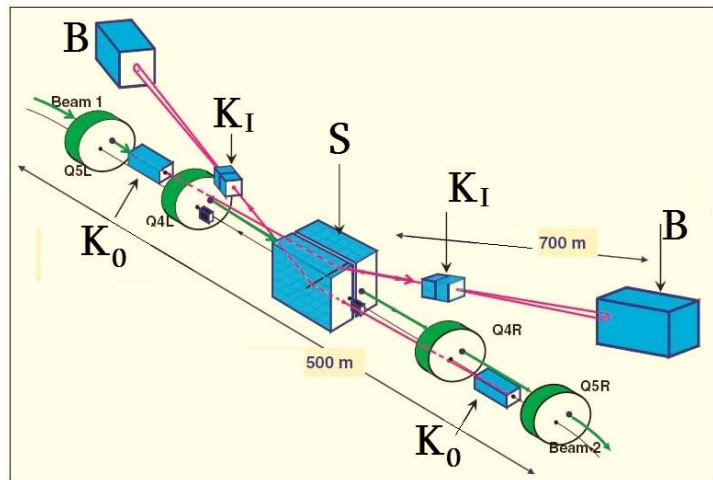
ნაწილაკი, გასული ცენტრალური ღერძიდან მოშორებით, მაგნიტური ველის უფრო ძლიერ ზემოქმედებას განიცდის, ვიდრე ღერძთან ახლოს მოძრავი ნაწილაკი. მაგნიტური ლინზების ამგვარ კომბინაციას ხისტი ფოკუსირების მეთოდსაც უწოდებენ.

ამაჩქარებელში

ნაწილაკების შემვება-გამოშვების პროცესს სპეციალური მაგნიტები ემსახურება. ესენია ე.წ. „კიკერ“ (Kicker) და „სეპტუმ“ (Septum) -მაგნიტები.

ორარხიანი სეპტუმ-მაგნიტის ერთი არხი ამაჩქარებლის არხის ნაწილია, მეორე კი დამატებითი მაგნიტური ველით იტვირთება, როცა საჭიროა ამაჩქარებლის გარე არეალთან დაკავშირება. კიკერ მაგნიტი გამოირჩევა მაღალი სისწრაფით და ის ახდენს კონის გადაგდებას სეპტუმ-მაგნიტის არხებში. მათი აქტივიზაცია ხდება, მაგალითად, გარედან შიგნით ნაწილაკთა ინჟექციისათვის, ან შიგნიდან გარეთ ნაწილაკთა კონის გამოსაყვანად მათი ფიქსირებულ-სამიზნო ექსპერიმენტული დანადგარებისკენ მისამართად.

ამ ე.წ. საშტატო სიტუაციების გარდა, სწრაფი მაგნიტები უსაფრთხოების სისტემაშიც არის ჩართული. მოქმედ ამაჩქარებელში არხში მოძრავი ნაწილაკთა კონები უზარმაზარ ენერგიას ატარებენ. ავარიულ სიტუაციაში უმართავმა კონამ შეიძლება გამოიწვიოს როგორც არხის აქტიური ელემენტების, ასევე ექსპერიმენტული დანადგარების სერიოზული დაზიანება. სწორედ ნაწილაკთა არხის ავარიული დაცლა არის კიკერ-მაგნიტების კიდევ ერთი ფუნქცია. ამაჩქარებელი უნდა დაცალოს მუშაობის ნებისმიერ მომენტში. დიდ ადრონულ კოლაიდერში 15 სწრაფი კიკერ მაგნიტი (სურ.4-25, „წერტილი N°6“) ავარიის შემთხვევაში ახდენს 3 მკწმ განმავლობაში ნომინალურ სამუშაო რეჟიმზე გასვლას და ნაწილაკთა კონას მიმართავს ჰორიზონტიდან ზემოთ 280 მიკრორადიანი კუთხით. სურ.5-8-ზე ამ სიტუაციის ამსახავი სქემაა გამოსახული, ორივე მიმართულების ნაწილაკთა კონისათვის. ამაჩქარებლის არხში სწორედ 3 მკწმ ინტერვალის ბანჩებს შორის და ეს უზრუნველყოფს ავარიის სიგნალის მიღებისთანავე პირველივე ბანჩის არხიდან გარიდებას. სწრაფი K_0 კიკერ-მაგნიტითა და S -სეპტუმ მაგნიტით გამოყვანილი კონა 700 მეტრი სიგრძის მილითა და K_I კიკერ-მაგნიტების სისტემით მიემართება ჩამქრობი B ბლოკისაკენ. გზაზე კონის დეფოკუსირება ხდება. ჩამქრობ ბლოკში პროტონების კონა ეჯახება 8 მ სიგრძის 10-ტონიან გრაფიტის ცილინდრს, რომელიც 1000 ტონიან ბეტონის ბლოკებშია ჩამარხული. ტესტებმა აჩვენა, რომ ამ დროს გრაფიტის ტემპერატურა 750°C -მდე იზრდება [5-6].

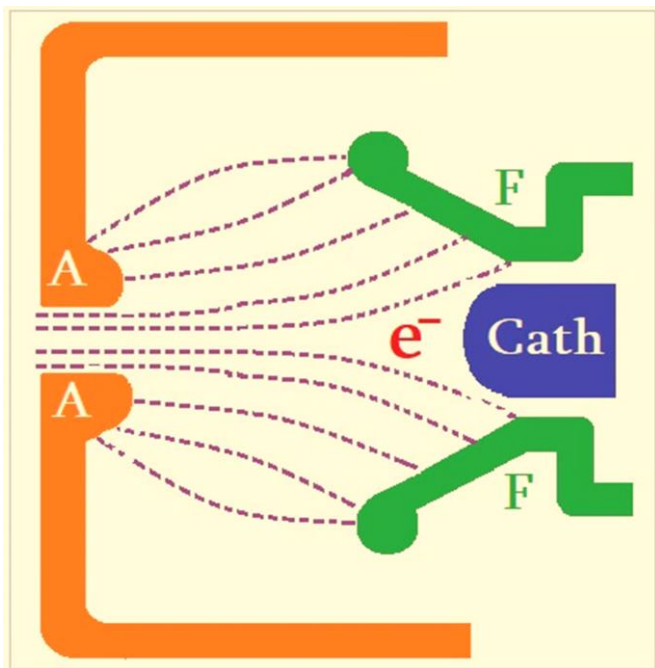


სურ.5-8: ნაწილაკთა ავარიული გამოყვანის სქემა. K_0 - გადაშრული კიკერ-მაგნიტები, K_I - კონის გამშლელი კიკერ-მაგნიტები, S -სეპტუმ-მაგნიტი, B - მშთანთქმელი ბლოკები

6. დამუხტულ ნაწილაკთა წყაროები

მსოფლიოში არსებული ამაჩქარებლები ძირითადად მუშაობენ ელექტრონების, პოზიტრონების, პროტონების ან ანტიპროტონების აჩქარებაზე. ამას გარდა აქტუალურია იონური ამაჩქარებლებიც - აქ იონთა სახეობების ფართო სპექტრია. აჩქარების პროცესის მიმდინარეობისთვის კი, უპირველეს ყოვლისა საჭიროა მაღალი ინტენსივობის დამუხტული ნაწილაკის წყაროს არსებობა და მაგნიტური სისტემა, რომელიც მიმართავს ამ ნაწილაკებს ამაჩქარებლის მხარეს.

ელექტრონები: ელექტრონულ-სხივური მილაკი, რომელიც ყველასათვის ცნობილია ძველი ყადის ტელევიზორებიდან, ელექტრონების საიმედო წყაროა ასევე ამაჩქარებლებისთვისაც. კათოდი, რომელიც არაპირდაპირი წესით (ელექტრულად იზოლირებულად) ხურდება $\sim 1000 \div 2000 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ტემპერატურამდე,



სურ.6-1: ელექტრონების წყაროს სქემა. A -ანოდი, Cath -კათოდი ელექტრონების ემიტერით, F - მაფოკუსირებელი ლინზა

თერმული ემისიის გზით გამოტყორცნის ელექტრონებს, რომლებიც შეგვიძლია საჭირო მიმართულებით მივმართოთ ანოდში დატოვებული ხვრელისაკენ მოდულატორ-დიაფრაგმითა და ბადე-ანოდებით, ან მაგნიტური მაფოკუსირებელი ლინზის საშუალებით. გასული

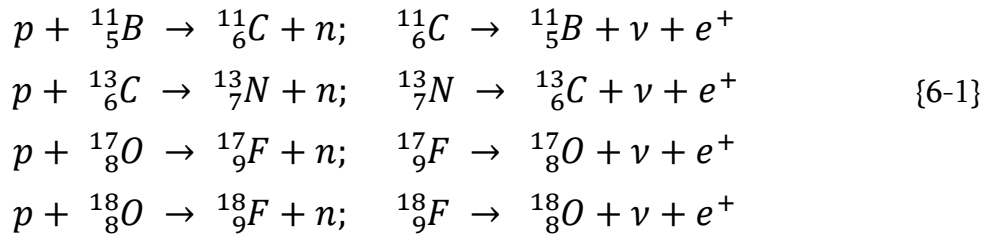
ელექტრონების კონა უკვე ხვდება ამაჩქარებლის არხის ელემენტებში. ელექტრონებით ბომბარდირების მეთოდი ფართოდ გამოიყენება როგორც ელექტროტექნიკაში, ასევე მეტალურგიაშიც, ამიტომაც ეს მიმართულება ტექნიკურად საკმაოდ დახვეწილია. ინჟექციის პროცესში ერთგვებიან ამაჩქარებელი მაფოკუსირებელი

ან მიმმართველი მაგნიტები, რაც შემდგომ სტადიაზე ელექტრონების კონის განშლადობას შეამცირებს და ენერგეტიკულ მონოქრომატიზაციას უზრუნველყოფს. შესაძლებელია პირდაპირი, კათოდის გახურების მეთოდითაც მოხდეს ელექტრონების ემისია, მაგალითად ვოლფრამის ძაფის სპირალიდან. უფრო ხშირად კი დაბალი გამტარობის, მაგრამ მაღალი ემისიური თვისებების ნივთიერებები გამოიყენება არაპირდაპირი გახურების ემიტერებად (ბარიუმის, თორიუმის ოქსიდები...). მიღებული კონა რამდენიმე ათეული ამპერის სიდიდისაა, ენერგიაც 100 კევ-ს აღწევს (სურ.6-1).

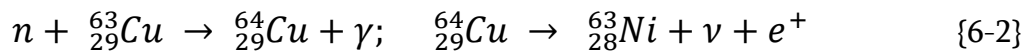
პოზიტრონები თავისუფალ მდგომარეობაში არ არსებობენ, ამიტომ მათ მისაღებად ელექტრონების ემისიის მეთოდები არ გამოდგება. ისინი ე.წ. მეორადი პროდუქტია. მეთოდი რამდენიმეა, ისინი ერთმანეთისგან განსხვავდება

მიღებული კონის ემიტანსით, ენერგეტიკული სპექტრით, მიღებული ბანჩის ინტენსივობით. განვიხილოთ ზოგიერთი მათგანი:

β^+ დაშლა რადიაციული წყაროებიდან, რომლებიც მიიღება ხელოვნური გზით. პროტონებით სხვადასხვა ნივთიერებების ბომბარდირების შედეგად ბევრი რეაქციაა, როცა პოზიტრონი იბადება ხელოვნურად შექმნილი იზოტოპიდან:

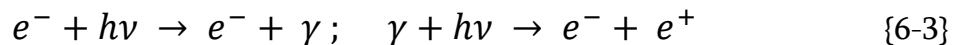


შესაძლებელია მიღებული იქნას 10^8 პოზიტრონი წამში. ნეიტრონებით სპილენძის ატომის დაბომბვისას ასევე შესაძლებელია რეაქცია პოზიტრონის დაბადებით:



ასეთ რეაქციაში 10^{12} პოზიტრონი მიიღება წამში - სიდიდე განისაზღვრება ნეიტრონების ნაკადით, სამიზნის სიმკვრივითა და მოცულობით, ასევე ურთიერთქმედების კვეთით. ამ მეთოდში გასათვალისწინებელია იზოტოპების ნახევრადდაშლის პერიოდები, ამას გარდა დაბადების სივრცული ანიზოტროპია ართულებს ამაჩქარებლისათვის საჭირო ბანჩის ჩამოყალიბებას.

პოზიტრონის გენერაცია შესაძლებელია e^+e^- წყვილის დაბადებით ფოტონებისაგან, როცა ლაზერის ულტრაიისფერი სპექტრის სხივი განიბნევა რელატივისტურ ელექტრონებზე:



0.5 პიკოწამი ხანგრძლივობის 1 ჯოული ენერგიის ლაზერი 500 გევ-იან ელექტრონებზე გაბნევისას იძლევა 2-3 გევ-იან პოზიტრონებს.

ელექტრონული კონის კონვერტორზე დაცემისას ნივთიერებაში ელექტრონ-იონური ღვარი წარმოიშვება, რომლის სიდიდე ელექტრონის ენერგიაზეა დამოკიდებული. ამ დროს ღვარში გენერირებული γ -კვანტები იქვე კონვერტირდებიან e^-e^+ წყვილებად. მაგნიტური ველით ელექტრონული კომპონენტის გადახრა-მოცილება შეიძლება და გვრჩება პოზიტრონული კონა. ამ დროს სამიზნე-კონვერტორად ტანტალის, ან ვოლფრამ-რენიუმის შენადნობის ფირფიტა შეიძლება იქნას გამოყენებული, ~ 10 მმ სისქით. ენერგიის 30% სითბოში გადადის, 50% ღვარის ფოტონების დაბადებაზე, დანარჩენი კი წყვილების დაბადებას ხმარდება. პოზიტრონების ნაწილი ისევ ანიჰილაციურ პროცესში ექცევა და საბოლოოდ არცთუ ისე მაღალი მარგი ქმედების კოეფიციენტი დგება პოზიტრონების დაბადების მხრივ.

γ -კვანტების e^-e^+ წყვილებად კონვერტირება პოზიტრონების გენერაციის საიმედო წყაროა და საკითხი ამ γ -კვანტების გენერაციას უფრო ეხება. კარგი მეთოდია სპირალურ ონდულატორში (undulator) ელექტრონების მიერ ფოტონების სინქროტრონული გამოსხივება:

ამაჩქარებლიდან წამოსული ელექტრონი (სურ.6-2) ხვდება λ_w -პერიოდის მქონე სპირალურ მაგნიტურ ველში და იწყებს მოძრაობას სპირალზე რადიუსით

$$r = \rho \cdot \left(\frac{\lambda_w}{2\pi\rho}\right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{\lambda_w}{2\pi\rho}\right)^2\right]^{-1/2} \quad \{6-4\}$$

სადაც

$$\rho = \frac{mc^2\beta\gamma}{eB} \quad \{6-5\}$$

სინქროტრონული გამოსხივება სრულდება მოძრაობის მიმართულების გასწვრივ კონუსში გასვლის კუთხით, რომელიც რელატივისტური ფაქტორის უკუპროპორციულია $\theta \sim \gamma^{-1}$.

მაღალენერგიული ელექტრონებისათვის, ონდულატორის სტრუქტურული პერიოდების დიდი N რაოდენობის შემთხვევაში, გამოშვებული ფოტონების სპექტრს ვიწრო პიკი აქვს მაქსიმუმით

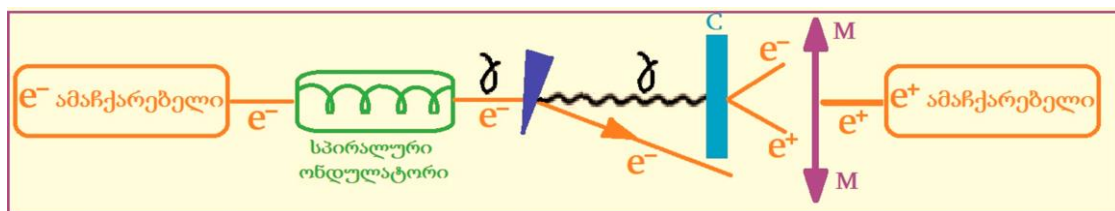
$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} \cdot (1 + K^2); \quad K = \frac{\lambda_w eB}{2\pi mc} \quad \{6-6\}$$

გამოსხივებულ ფოტონთა ენერგია და რაოდენობა კი მოიცემა ფორმულებით:

$$E_\gamma = \frac{4\pi\hbar c\gamma^2}{(1+K^2)\lambda_w} \quad \{6-7\}$$

$$N_\gamma = N \cdot \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot \alpha \cdot K^2 \cdot (1 + K^2) \quad \{6-8\}$$

სადაც α ნაზი სტრუქტურის მუდმივაა. მაგალითად, 100 მეტრი სიგრძის ონდულატორისათვის, 1 სმ პერიოდიანი სტრუქტურით, 100 გევ-იანი დამცემი ელექტრონებისათვის გენერირდება 250 ფოტონი ყოველ 1 ელექტრონზე, ენერგიით 5.3 მევ.



სურ.6-2: პოზიტრონების ონდულატორული გენერაციის სქემა.
C - γ -კონვერტორი, M - მაგნიტები

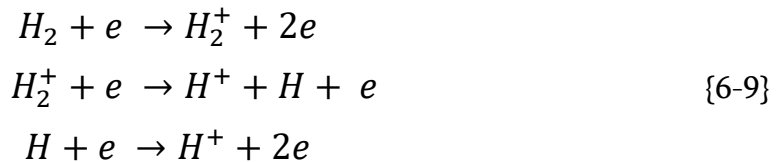
ამის შემდეგ ფოტონები ეჯახებიან γ -კონვერტორს (სურ.6-2) და ხდება e^-e^+ კონვერსია. დაბადებული პოზიტრონების რიცხვი $0.2 \cdot X_0$ რადიაციული სიგრძის ვოლფრამის კონვერტორისათვის შეადგენს $8 \cdot 10^{-3}$ პოზიტრონს ფოტონზე, საბოლოოდ კი გამოდის ერთ ელექტრონზე 2 პოზიტრონის გამოსავალი.

ეს გათვლები და მაგალითი მიუთითებს პოზიტრონების მიღების აღწერილი მეთოდის უპირატესობაზე ზემოთ ჩამოთვლილებთან შედარებით [6-1,2].

პროტონები და იონები: იონიზებული ატომების მისაღებად რამდენიმე ფიზიკური პროცესი შეიძლება იქნას გამოყენებული: ელექტრონებით დაბომბვა,

ფოტოიონიზაცია, ქიმიური იონიზაცია, თერმოიონიზაცია, ზედაპირული ემისია, ელექტროდინამიკური იონიზაცია, ნაპერწკლოვანი განმუხტვა, იონიზაცია ლაზერით. მეორე საკითხია ამ მეთოდებით მიღებული იონების ენერგეტიკული სეპარაცია, საწყისი ენერჯის მინიჭება და მიმართვა ამაჩქარებელი არხებისაკენ.

ამაჩქარებლებისათვის ძირითადად იყენებენ გაზში ან ნივთიერების ორთქლში გაზური განმუხტვის მეთოდს. კათოდთან წარმოქმნილი პლაზმიდან საჭირო იონები გაიწოვება ამაჩქარებლის ელემენტებისაკენ ბადე-ანოდური სისტემის საშუალებით. პირველ რიგში ეს მეთოდი პროტონების მისაღებად გამოიყენება - განმუხტვის ზონაში წყალბადის შეშვებით ხდება პროცესი



ელექტრონების მოცილება ხდება ანოდითა და მაგნიტური ველით, ხოლო დიაფრაგმების, ემისიური და ამომგდები ბადისებური ელექტროდებით პროტონები, ან დადებითი იონები ტოვებენ პლაზმურ ზონას.

ერთმუხტიან (პროტონების) შემთხვევაში საქმე მარტივადაა. მრავალმუხტიანი დადებითი იონების მისაღებად კი ელექტრონების სავალენტო ზედაპირიდან მოცილების მრავალ-საფეხურიანი სვლებია ჩასატარებელი პროცესებისა



ცხრილი /6-1/.	
იონი	იონიზაციის პოტენციალი (ევ)
$O^{5+} \rightarrow O^{6+}$	138.1
$O^{0+} \rightarrow O^{6+}$	433.1
$O^{7+} \rightarrow O^{8+}$	871
$Pb^{26+} \rightarrow Pb^{27+}$	874
$Pb^{0+} \rightarrow Pb^{27+}$	9200
$Pb^{81+} \rightarrow Pb^{82+}$	91400

ელექტრონების ნაბიჯ-ნაბიჯ მოსაცილებლად. ამ დროს შიდა ატომური შრეებიდან ელექტრონების ამოგდება (ოჟე-პროცესი) არ უნდა მოხდეს. იონების მუხტის სიდიდეს ელექტრონების ენერჯია საზღვრავს - იონიზაციის პოტენციალი თანდათან მაღალი ხდება (ცხრილი /6-1/). ცხრილში ჟანგბადის და ტყვიის ატომების იონიზაციისათვის საჭირო ბარიერებია მოყვანილი, სხვადასხვა მუხტის

იონებისათვის. ნელი ელექტრონების საშუალებით შეიძლება დადებითად დამუხტული მოლეკულა დაიშალოს და მივიღოთ დამუხტული იონები:



უარყოფითი იონები ნეიტრალური მოლეკულას დაბომბვა-დაშლით მიიღება:



უარყოფითი იონების მიღებისას საკმაოდ მნიშვნელოვანი ამოცანაა ამ იონების გაწმენდა თანმხლები ელექტრონებისაგან - დადებითი იონების

შემთხვევაში გადამხრელი მაგნიტი ამ ფუნქციას წარმატებით ართმევს თავს, უარყოფითი მუხტის შემთხვევაში მასური სეპარაცია არის საჭირო.

ელექტრონებით დაბომბვის გარდა შეიძლება უარყოფითი იონები ზედაპირული ემისიით იქნას მიღებული, როცა საჭირო ტუტე-ნივთიერების შრით დაფარული ემიტერი იბომბება დადებითად დამუხტული იონებით და ხდება გადამუხტვის პროცესი - ემიტერიდან ამოიტყორცნება უარყოფითი იონები.

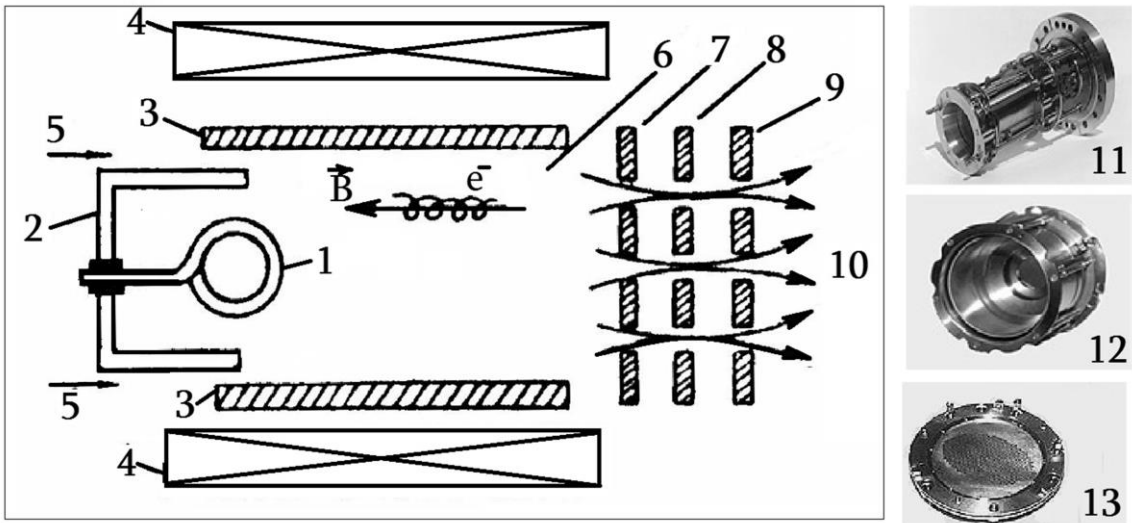
მიუხედავად მრავალფეროვნებისა, იონურ წყაროებს შორის ყველაზე გავრცელებული მაინც პლაზმური დანადგარებია - იონების ემიტერად პლაზმა გვევლინება და მთავარი საკითხი ამ დროს საჭირო იონების ამოქაჩვა და სეპარაციაა.

ამ მიმართულებით რამდენიმე დანადგარია ცნობილი, მაგალითად, პენინგის აპარატი, კაუფმანის წყარო..

იონური წყაროები ერთმანეთისაგან შეიძლება განვასხვაოთ განმუხტვის ინიცირების მეთოდით - ცხელი ან ცივი კათოდიანი, მაღალსიხშირული განმუხტვიანი. საერთო კი, რაც ყველა წყაროს შეიძლება ჰქონდეს, ესაა განმუხტვის კამერა, კათოდური არე, მაგნიტური, ვაკუუმის, გაზის მოწოდების, ელექტროკვების სისტემები, ასევე ოპტიკური არე იონების კონის ფორმირებისათვის. ფუნქციონალურად კი, ნივთიერების ნეიტრალურ ატომებს უნდა გადაეცეს ენერგია, რომელიც საკმარისია ელექტრონის მოსაგლეჯად. ამის შემდეგ კი საქმეში ერთვება ამ იონის განმუხტვის არედან გამომყვანი ოპტიკურ-მაგნიტური სისტემები. იონური წყაროდან გამომავალი კონა შეიძლება რამდენიმე იყოს - როცა ხდება სეპარაცია ერთგვაროვანი იონების მიხედვით (კაუფმანის წყარო). წყაროების ცალკეული კვანძები შეიძლება მოდიფიცირებული იქნეს საიონიზაციო ნივთიერების მიხედვით - გაზური, მყარი, ქიმიურად აქტიური თუ ტოქსიკური... ვაკუუმური სისტემის სიმძლავრეც სხვადასხვაგვარი მოითხოვება. ყველა ამ მიზეზთა გამო არ არსებობს ერთიანი, უნივერსალური წყარო. ყოველ კონკრეტულ ამოცანას შესაბამისი იონური წყარო ესადაგება, ამოცანები კი მრავალია, სამეცნიერო კვლევები ამაჩქარებლებზე, სამედიცინო დასხივება, მასალათა გამძლეობა, ტექნოლოგიური მიმართულებებიც უამრავია - ლითონების ლეგირების, ლითონის თხელი შრის დაფიფქვის აპარატები და ა.შ. ამიტომაც, რომ იონური წყაროების შექმნა ფაქტობრივად ცალკე ტექნოლოგიურ მიმართულებად და ჩამოყალიბებული და იგი ელექტროტექნიკას აერთიანებს პლაზმური, ვაკუუმური, ზეგამტარული მაგნიტების ტექნოლოგიებთან [6-2].

კაუფმანის წყაროში (სურ.6-3) განმუხტვა ხდება ანოდური ცილინდრის შიგნით. გასწვრივი მაგნიტური და ელექტრული ველები იწვევენ ელექტრონის ოსცილაციას, რაც სამუშაო გაზის იონიზაციის ეფექტურობას 80%-მდე ზრდის, რადგან იგი ამგვარად მეტ მანძილს გადის და შესაბამისად, მეტი ალბათობაა დაჯახება-იონიზაციისათვის. ცილინდრული ანოდის სიგრძე იონური დენის მაქსიმუმის მისაღწევად ოპტიმიზირდება. იონების ექსრტაქციას ახდენს სამელექტროდიანი იონურ-ოპტიკური სისტემა. ამ დროს ხდება იონური კონების ფორმირება, მათი რაოდენობა 1000-მდეც აღწევს. აღსანიშნავია, რომ იონური კონები საკმაოდ სუფთაა, მინარევები 10^{-6} %-მდეა და ენერგეტიკულადაც საკმაოდ მონოქრომატიულია. განმუხტვისათვის 20 ვოლტამდე ძაბვაა საკმარისი, რაც დანადგარის მუშაობას ახანგრძლივებს, თუმცა დაძველების ეფექტი ამ

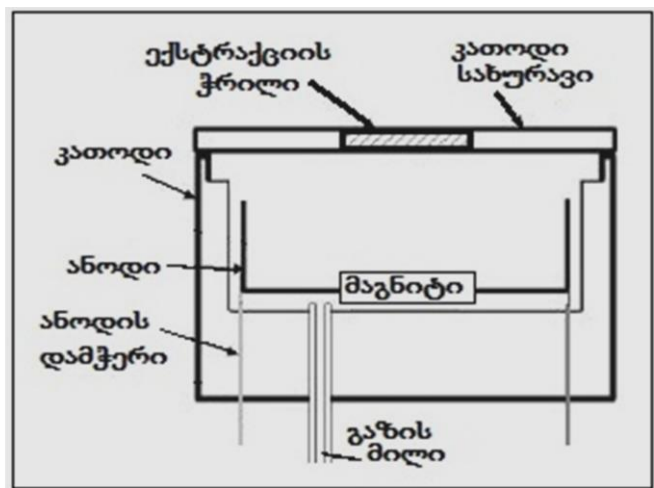
მილაკისათვის მაინც მნიშვნელოვანია. განმუხტვის კამერის კედლების ნივთიერება არ ერევა იონების მასაში, მაგრამ ქიმიურად აქტიურ ნივთიერებათა იონიზაციისათვის მაინც ეს მეთოდი არ გამოიყენება.



სურ.6-3: კაუფმანის წყაროს სქემა: 1-თერმოკათოდი, 2-კათოდის ეკრანი, 3-ანოდი, 4-სოლენოიდი, 5-გაზის შემომყვანი, 6-პლაზმის არე, 7,8,9-ემისიური, ამჩქარებელი და დამაყოვნებელი ელექტროდები, 10-იონების კონები, 11-წყაროს საერთო ფორმა, 12-ანოდური ცილინდრი, 13-ბადე ელექტროდი.

კაუფმანის წყარო ძირითადად ინერტული გაზების იონიზაციისათვის გამოიყენება (Ar, Kr), ასევე წყალბადისათვის (H_2). ვოლფრამის კათოდი რამდენიმე ათეულ საათამდე მუშაობაზე გაითვლება, მისი შეცვლა რთული არ არის. იონურ-ოპტიკური სისტემის ელექტროდები ტიტანისგან მზადდება. მათი ფორმა შეიძლება სფერულიც იყოს: ჩაზნექილი კონას აფოკუსირებს და ამკვრივებს, ამოზნექილი დეფოკუსირებას იწვევს და მის ერთგვაროვნებას უზრუნველყოფს გამოსავალზე.

პენინგის იონური გენერატორი (PIG) თავიდან შეიქმნა, როგორც დაბალი წნევების მანომეტრი [6-3], ხოლო შემდგომ იგი მოდიფიცირდა და ახლა უფრო ცნობილია როგორც საკმაოდ მარტივი, პლაზმური მაღალდენიანი იონური წყარო. ეს ხელსაწყო შეიძლება აწყობილი იქნას ლაბორატორიულ პირობებში და გამოიყენებოდეს წყალბადის, ჰელიუმის დადებითი იონების მისაღებად - როგორც სასწავლო, ასევე კვლევითი მიზნებისათვის. საჭიროა 4 დეტალი: კათოდი რკინისაგან გამოიჩარხება,



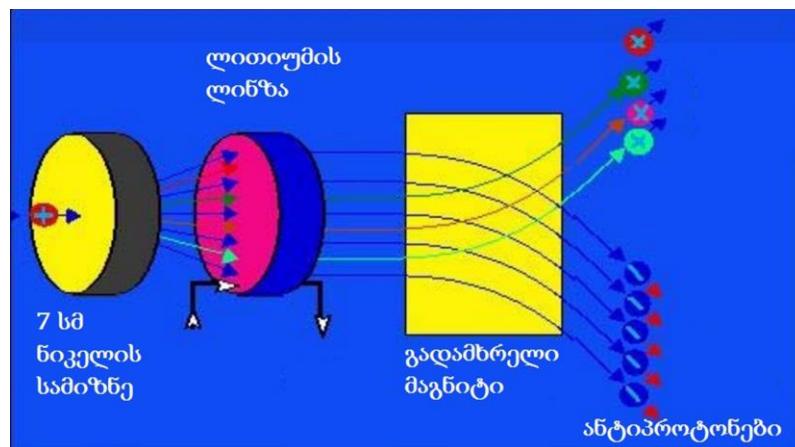
სურ.6-4: პენინგის იონური გენერატორის სქემა

სამარიუმ-კობალტის (Sm_2Co_{17}) მუდმივი მაგნიტი ჰკგაუსი ველით მაგრდება არამაგნიტურ, უჟანგავი ფოლადისაგან დამზადებულ ანოდზე კათოდის ცენტრში. იონების გამოსავალი ხვრელი იგივე რკინისაგან დამზადებული კათოდურ სახურავში კეთდება. სურ.6-4-ზე ამგვარი წყაროს სქემაა მოცემული, ნაშრომში [6-4] კი უფრო დეტალურადაა აღწერილი დასამზადებელი დეტალების ზომები და შეერთებების პროცედურები (გაზის შემყვანი, ელექტროკვების მიწოდება). აწყობილი ნაკეთობა თავსდება მინის ცილინდრში 10^{-11} ატმ ვაკუუმის მისაღწევად.

პლაზმა მათ შორის 6 კვ-მდე ძაბვაზე განმუხტვით ყალიბდება. დაბალი წნევით შესული გაზისათვის პლაზმა შეიძლება 1 კვ ძაბვაზეც ჩამოყალიბდეს. საკმაოდ მდგრადი პლაზმა მუდმივ იონურ ნაკადს უზრუნველყოფს, რომლის სიდიდე შეიძლება გაზური ნაკადის წნევით დარეგულირდეს. კათოდური ხვრელიდან გამოდრეული იონები შეიძლება უკვე სამიზნისაკენ მივმართოთ.

იონური წყაროების აღწერები მათი კონსტრუქციული და ფუნქციონალური დანიშნულებების მიხედვით დეტალურადაა განხილული [6-5] წიგნში, რომელიც ამ მიმართულებით სახელმძღვანელო-კატალოგადაც კი შეიძლება გამოდგეს.

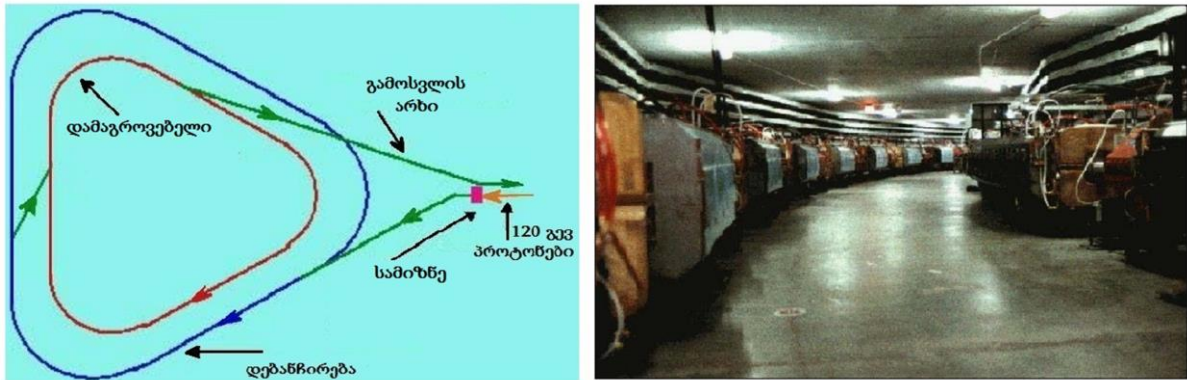
ანტიპროტონები (\bar{p}) მაღალი ენერგიების ფიზიკის ექსპერიმენტებში მონაწილეობენ არა მარტო როგორც მეორადი ნაწილაკები - ისინი დამცემი ნაწილაკის ფუნქციასაც წარმატებით ასრულებენ. ანტიპროტონ-პროტონული ურთიერთქმედებები ($\bar{p}p$) შესწავლილია ფერმილაბის (FNAL), ცერნის ამაჩქარებლებზე. განვიხილოთ ანტიპროტონული კონის შექმნა ფერმილაბის \bar{p} წყაროს მაგალითზე [6-6].



სურ.6-5: ანტიპროტონების დაბადების სქემა

პირველ რიგში, 120 გევ პროტონების კონა მთავარი ინჟექტორიდან ყოველ 1.5 წამში ეჯახება ნიკელის სამიზნეს, რომლიდანაც გამოიტყორცნება უამრავი მეორადი ნაწილაკი, მათ შორის მცირე რაოდენობით ანტიპროტონები. ამ დროს ძირითადი რეაქციაა $\bar{p} + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$. დაბალი კვების გამო მილიონი დამცემი პროტონიდან მხოლოდ 20-მდე ანტიპროტონი იზადება. სამიზნიდან კონუსურად გამომავალი მეორადი ნაწილაკების ჯგუფი გადის ფოკუსირებას მაგნიტურ ლინზაში და მაგნიტური მას-სეპარატორი

გადახრის საშუალებით აცალკევებს ანტიპროტონებს (სურ.6-5). ამით ამოცანა არ მთავრდება. გადარჩეული ანტიპროტონები ინარჩუნებენ მათი წარმომქმნელი პროტონული ბანჩის დროში განაწილებას. დებანჩირება: - ეს შემდეგი ეტაპია ანტიპროტონთა დროში თანაბრად გადასანაწილებლად. ამას გარდა ენერგეტიკული განფენილობაც მოსაწესრიგებელია.

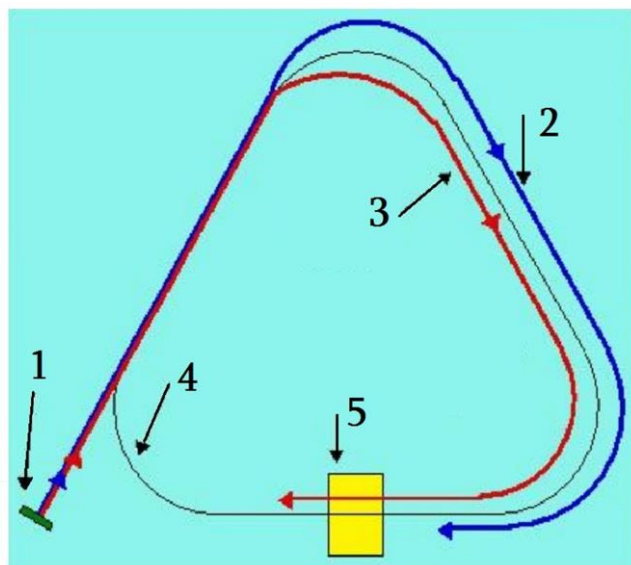


სურ.6-6: ანტიპროტონული კონის ფორმირების არხები

დებანჩერი და დამაგროვებელი არხები სამკუთხა ფორმის გვირაბის კედლებს მიუყვება, გარე და შიდა რადიუსებზე (სურ.6-6).

სურ.6-7 სქემაზე სამიზნებიდან წამოსული (1) ანტიპროტონების დებანჩერის არხში (4) მოძრაობაა გამოსახული. სიჩქარეები რელატივისტურ არეშია, ამიტომ უფრო ნელი ნაწილაკები (3) ნაკლებად მძიმეა და მოძრაობენ შიდა რადიუსზე, სწრაფები კი (2) გარე, უფრო გრძელ ტრაექტორიაზე. შესაბამისად, ერთდროულად შესული ჯგუფიდან ნელი (მსუბუქი) ანტიპროტონები უფრო ადრე მივლენ რადიოსიხშირულ (5) ბლოკთან, ვიდრე სწრაფები (მძიმე), სხვადასხვა სიგრძის დისტანციის გარბენის გამო. ამაჩქარებელი ველი თუ მსუბუქ ანტიპროტონებს აჩქარების ფაზაზე ხვდება, მძიმე ანტიპროტონები უკვე სხვა ფაზაში

შედიან რადიოსიხშირულ ველში და ხდება მათი დამუხრუჭება. ამრიგად, ადგილი აქვს ენერგიების გასაშუალოების პროცესს და ნაწილაკების დებანჩირება ხდება - ისინი კარგავენ მოძრაობის ჯგუფურ სტრუქტურას. ამის შემდეგ ანტიპროტონების კონა ჩაინაცვლებს დამაგროვებელ არხში, რომელშიც მას მიეცემა უკვე ახალი ბანჩების ფორმა ისეთივე რადიოსიხშირულ ველიანი ბლოკის საშუალებით,



სურ.6-7: ანტიპროტონების კონის დებანჩირება

ამას გარდა აქ სწრაფი კიკერ-მაგნიტი ახდენს კონის ე.წ. სტოქასტიკურ გაცივებას - ძირითადი ორბიტიდან გადახრილი ნაწილაკების შესახებ სენსორიდან მისული ინფორმაცია ახდენს კიკერ-მაგნიტის სწრაფ ჩართვას იმგვარად, რომ მაგნიტური ველი აბრუნებს ამ ნაწილაკებს ძირითადი ორბიტისაკენ.

განხილული წყაროები მცირე მაგალითია იმ ტექნოლოგიებისა, რაც ამაჩქარებლებში ნაწილაკების მიწოდების ფუნქციას ემსახურება. ყოველ ამაჩქარებელს საკუთარი უნიკალური ინჟექტორული სისტემა ამარაგებს, ამიტომაც ამ სექციაში შემოვიფარგლეთ ყველაზე ზოგადი და ცნობილი მაგალითებით...

თავი II. ნაწილაკთა დეტექტირების საფუძვლები

7. რადიაციის გავლა ნივთიერებაში

სუბატომური და ატომური ნაწილაკების (დამუხტული ან ნეიტრალური ელემენტარული ნაწილაკები, ბირთვები, და ა.შ.) ნაკადის ნივთიერებაში (გარემოში) გავლის პროცესს ყოველთვის თან სდევს ენერგიის გამოყოფა (მაგალითად გარემოს იონიზაცია - საწინააღმდეგო ნიშნის ელექტრული მუხტების წარმოქმნა). მასიან ნაწილაკებს გარემოში ენერგია გადააქვთ კინეტიკური ენერგიის სახით, და მაშინ ლაპარაკობენ *ნაწილაკთა რადიაციაზე*. ენერგიის გადატანა შესაძლებელია ელექტრული და მაგნიტური ველების ოსცილაციის გზით - ამ შემთხვევაში ლაპარაკობენ *გამოსხივების რადიაციაზე*, რომელიც გარემოში ვრცელდება სინათლის სიჩქარით. ზოგადად *რადიაცია* არის ტერმინი, რომლის ქვეშ იგულისხმება რამე პროცესში ენერგიის გადატანა (radiation refers to "energy in transit"). რადიაქტიური დაშლების პროცესში ადგილი აქვს რადიაციის ორივე ზემოთ ნახსენები ტიპის სახით გამოსხივებას.

დამუხტული ნაწილაკების და ფოტონების ნივთიერებაში გავლის პროცესი ძირითადად ემორჩილება ატომური ფიზიკის კანონებს, რადგან ენერგეტიკული კარგვები და გაბნევის ძირითადი ეფექტები გამოწვეულია ნაკადის ნაწილაკების ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედებით ნივთიერების ატომის ელექტრონებთან და ბირთვებთან, თუმცა მცირე დოზით მიმდინარეობს ბირთვული რეაქციებიც (ძლიერი ურთიერთქმედება). მასიანი ნეიტრალური ნაწილაკების შემთხვევაში პირიქით, ნივთიერების ატომის ბირთვებთან ძლიერი ურთიერთქმედებაა პროცესის მაინცირებელი, რომელიც დროსაც ხდება დამუხტული ნაწილაკების გაჩენა.

რადიაციის გავლის დროს ნივთიერებაში მიმდინარეობს პროცესები, რომლებიც ცვლიან როგორც ნივთიერების, ისე დამცემი ნაკადის ფიზიკურ თვისებებს. ამ ფიზიკური პროცესების ცოდნა მნიშვნელოვანია, რადგან მათზეა დაფუძნებული რადიაციის დეტექტორების მოქმედების პრინციპები და აქედან გამომდინარე, ისინი განსაზღვრავენ დეტექტორების მგრძობიარობას და ეფექტურობას. აქვე აღვნიშნოთ, რომ ელემენტარული ნაწილაკების დეტექტირება ხდება არა უშუალოდ, არამედ მათი ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების გზით. მეორეს მხრივ, მნიშვნელოვანია ვიცოდეთ რა ემართება ცოცხალ ორგანიზმს, როცა ხდება მისი დასხივება (ირადიაცია), თუმცა ამ უკანასკნელს ამ კურსში ჩვენ არ შევხებით - ეს რადიაციული უსაფრთხოებისა და სხივური (ასევე ადრონული) თერაპიის საგანია.

ამ თავში მოკლედ მიმოვიხილავთ იმ ფიზიკურ პროცესებს, რომლებიც წარმართავენ რადიაციის (ნაწილაკების და გამოსხივების) ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების პროცესს. დამუხტული ნაწილაკების შემთხვევაში ეს ძირითადი პროცესებია იონიზაცია და ატომების აღვანება. ასევე შესაძლებელია ჩერენკოვის გამოსხივება, რომლის რეგისტრაციისათვის შექმნილია სპეციფიკური დეტექტორები. რელატივისტური ნაწილაკების შემთხვევაში მხედველობაში უნდა იქნას მიღებული ასევე ენერგეტიკული კარგვები გამოსხივებაზე (დამუხტულებითი გამოსხივება - ბრემსტრალუნგი), რომელიც ადრონებისათვის

ძალიან მაღალ ენერგიებზე (1 ტევ და ზემოთ) ხდება დომინირებადი. ნეიტრალური ნაწილაკების პირდაპირი რეგისტრირება დეტექტორების მიერ არ ხდება - მათი ნივთიერებასთან ურთიერთქმედებისას პირველ ეტაპზე ხდება დამუხტული ნაწილაკების წარმოქმნა, რომლებიც შემდგომში რეგისტრირდება მათთვის დამახასიათებელი რომელიმე პროცესის საშუალებით. კერძოდ, ფოტონების შემთხვევაში ძირითადი ფიზიკური პროცესებია ფოტოეფექტი, კომპტონის გაბნევა და ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილების დაბადება. ამ უკანასკნელთა რეგისტრაცია შესაძლებელია დეტექტორის მგრძობიარე არეში შექმნილი იონიზაციის ან ჩერენკოვის გამოსხივების საშუალებით. ახლა ეს პროცესები განვიხილოთ უფრო დაწვრილებით.

• **ძირითადი ცნებები**

შემოვიტანოთ ძირითადი ცნებები, რომლებიც დაგვჭირდება რადიაციის ნივთიერებაში გავლის პროცესის აღსაწერად.

კვეტა. ელემენტარულ ნაწილაკებს შორის ურთიერთქმედება ზოგადად აღიწერება კვეტის ენაზე, რომელსაც აქვს კვანტურმექანიკური ბუნება. კვეტა საშუალებას იძლევა შევაფასოთ რეაქციის მოხდენის ალბათობა, თუ ცნობილია ნაწილაკებს შორის ურთიერთქმედების ხასიათი. ეს ალბათობა ასე შეიძლება განისაზღვროს: წარმოვიდგინოთ გვაქვს ნაწილაკთა ნაკადი, რომელიც ეცემა თხელ სამიზნეს და ამასთან ნაკადის ნაწილაკი სამიზნის ნაწილაკზე იბნევა დრეკადად (გაბნეული ნაწილაკების სრული კინეტიკური ენერგია არ იცვლება). სამიზნეს შეიძლება ვუწოდოთ თხელი, თუ მისი ატომების (ან ბირთვების) პროექციებისას ნაკადის პერპენდიკულარულ სიბრტყეში არ ხდება მათი გადაკვეთა. ასეთ პირობებში შეიძლება ჩაითვალოს, რომ დამცემი ნაწილაკის გაბნევა ხდება ნივთიერების ერთ ნაწილაკზე (სხვა სიტყვებით მრავალჯერადი გაბნევები სამიზნეში უგულებელყოფილია). დავუშვათ ნაკადის განივი ზომა გაცილებით მეტია სამიზნის განივ ზომაზე და ნაკადის ნაწილაკები თანაბრადაა განაწილებული სივრცესა და დროში. ასეთ ვითარებაში შესაძლებელია ვილაპარაკოთ ნაწილაკთა ნაკადზე N , რომელიც გაივლის სამიზნის ფართის ერთეულში დროის ერთეულში. შევაფასოთ ნაწილაკთა რიცხვი dN , რომელიც გაიბნევა დროის ერთეულში სხეულოვან კუთხეში $d\Omega(\theta, \varphi) = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$ (სურ. 7-1), სადაც $\theta = (0, \pi)$ გაბნევის პოლარული, $\varphi = (0, 2\pi)$ კი აზიმუტალური კუთხეებია. სამიზნე პარამეტრის შემთხვევითი ფლუქტუაციების გამო, როგორც ეს მარჯვენა სურათიდან ჩანს, ეს რიცხვიც ფლუქტუაციებს განიცდის, თუმცა უამრავი სასრული დროის ინტერვალში გამოთვლილი გასაშუალებული სიდიდე $dN_S/d\Omega$, (სადაც dN_S არის დროის ერთეულში გაბნეული ნაწილაკების საშუალო რიცხვი), იქცევა, როგორც ფიქსირებული სიდიდე. **გაბნევის დიფერენციალური კვეტა** შეიძლება განიმარტოს ასე:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{N} \frac{dN_S}{d\Omega} \quad \{7-1\}$$

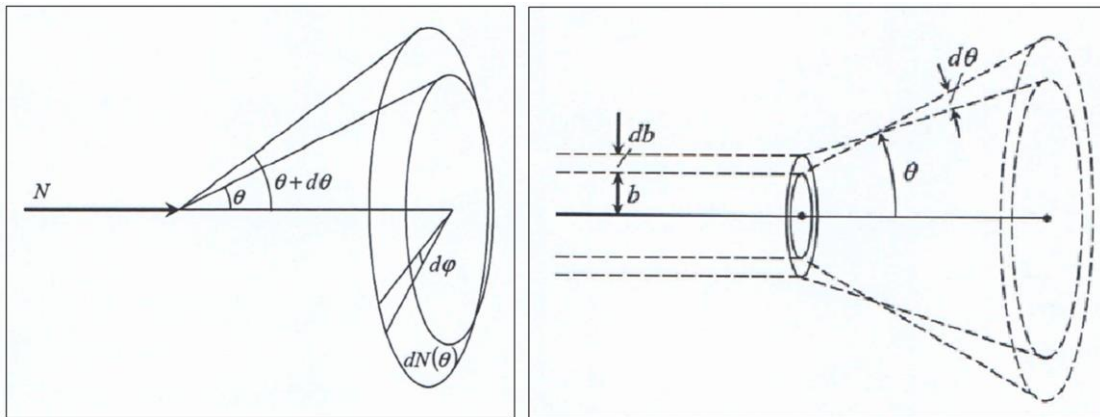
სადაც $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ არის ნაკადზე ნორმირებული $d\Omega$ სხეულოვან კუთხეში გაბნეული ნაწილაკთა საშუალო რიცხვი დროის ერთეულში, ხოლო E არის ნაკადში ნაწილაკის ენერგია. გაბნევის ინტეგრალური კვეტა უკავშირდება დიფერენციალურ კვეტას შემდეგნაირად:

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma(E, \vartheta, \varphi)}{d\Omega} d\Omega \quad \text{და} \quad \sigma(\vartheta, \varphi) = \int \frac{d\sigma(E, \vartheta, \varphi)}{dE} dE \quad \{7-2\}$$

კვეტას აქვს ფართობის განზომილება და მისი ერთეულია ბარნი:

$$1 \text{ ბარნი} = 10^{-24} \text{ სმ}^2 = 10^{-28} \text{ მ}^2.$$

თვალსაჩინოებისთვის კვეთა შეიძლება განვიხილოთ როგორც სამიზნის ეფექტური ფართი, რომელშიაც მოხვედრილი ნაწილაკები იწვევენ გარკვეულ რეაქციებს. გაბნევის კვანტურმექანიკური ბუნების გამო ეფექტური ფართობი შეიძლება არ დაემთხვეს გეომეტრიულ ფართობს (კლასიკური გაბნევის პროცესისგან განსხვავებით ურთიერთქმედება არაა კონტაქტური) და იყოს მასზე მეტი (ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედება, რომელიც არის შორსქმედი), ან ნაკლები (სუსტი ურთიერთქმედება, რომელიც მოქმედების რადიუსი 10^{-18} მ რიგისაა).



სურ.7-1: მარცხნივ - ნაწილაკის გაბნევა ($\theta, \theta+d\theta$) კუთხურ ინტერვალში; მარჯვნივ - იგივე, სამიზნე პარამეტრის ($b, b+db$) ინტერვალისათვის.

როცა ნაწილაკთა გამჭოლი ნაკადი პერპენდიკულარულად ეცემა ნივთიერების უსასრულოდ მცირე dx სისქის შრეს, ამასთან n არის გამბნევი ცენტრების რაოდენობა ერთეულ მოცულობაში, ალბათობა იმისა, რომ მოხდება გარკვეული ურთიერთქმედება, შეიძლება გამოვთვალოთ ასე:

$$dW = dx \cdot n \cdot \sigma, \quad [7-3]$$

სადაც σ ურთიერთქმედების კვეთაა. თუ გამბნევი ცენტრები არიან ნივთიერების ატომის ბირთვები, მაშინ n არის ატომების რაოდენობა მოცულობის ერთეულში, რომელიც შეიძლება გამოვთვალოთ ფორმულით

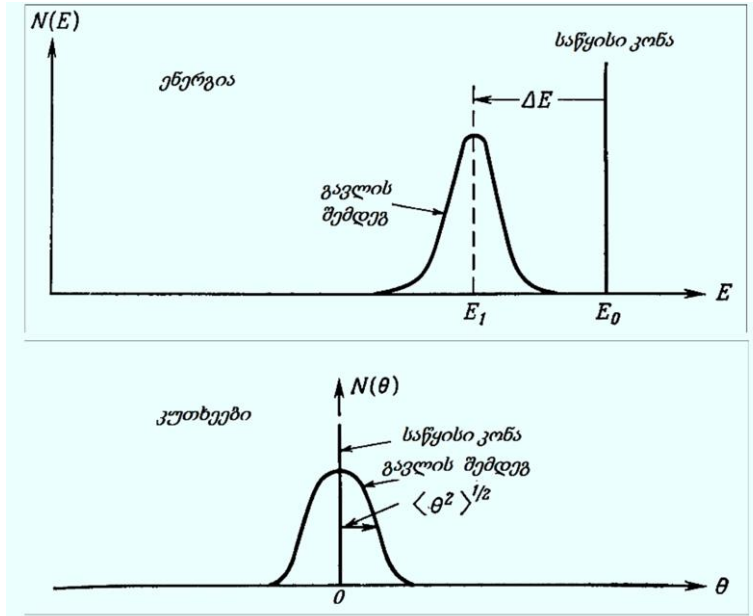
$$n = \frac{\rho \cdot N_A}{A_r}, \quad [7-4]$$

სადაც N_A არის ავოგადროს რიცხვი, ხოლო A_r ნივთიერების ატომური მასაა.

საშუალო განარბენი, შთანთქმის კოეფიციენტი და საშუალო თავისუფალი განარბენი. განვიხილოთ სრულად კოლიმირებული მონოქრომატული ნაწილაკთა ნაკადის გავლის პროცესი გარკვეული სისქის ნივთიერების შრეში. შრის გავლის შემდეგ ნაკადის თვისებები დამოკიდებულია ნაკადის ნაწილაკთა გვარობაზე და შრის სისქეზე. სიმარტივისთვის შევხებით ორ უკიდურეს შემთხვევას: პირველ შემთხვევაში (ა) ნაკადის ნაწილაკები განიცდიან „ბევრ მცირე“ ურთიერთქმედებას, რომლის დროსაც ნაწილაკები გაიბნევიან მცირე კუთხეზე და კარგავენ საწყისი ენერჯიის მცირე ნაწილს. მეორე შემთხვევაში (ბ) ნაწილაკი გადის შრეში ურთიერთქმედების გარეშე, ან შთაინთქმება. პირველი შემთხვევის მაგალითად

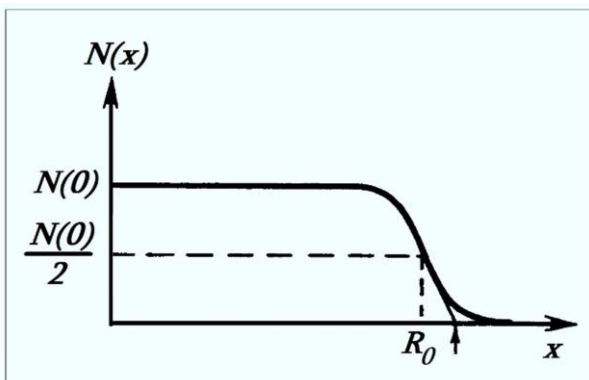
გამოდგება მძიმე დამუხტული ნაწილაკების (პიონი, პროტონი, ბირთვი) გავლა ნივთიერებაში, მეორესა კი - ფოტონების გავლა. ელექტრონები (პოზიტრონები) განეკუთვნებიან შუალედურ შემთხვევას.

ახლა უფრო დაწვრილებით შევხვით ამ ორივე პროცესს. (ა) შემთხვევაში



სურ.7-2: გამჭოლი ნაკადის ნაწილაკების ენერჯისა (ზემოთ) და პოლარული კუთხის (ქვემოთ) მიხედვით განაწილება ნივთიერების შრეში შესვლამდე და შრის გავლის შემდეგ. E_0 აღნიშნავს ნაკადში ნაწილაკთა საწყის ენერჯიას, E_1 არის ენერჯია შრის გავლის შემდეგ. ΔE აღნიშნავს ენერჯიის საშუალო დანაკარგს. $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$ არის გაბნევის კუთხის საშუალო კვადრატული გადახრა.

(მრავალჯერ მცირე კუთხეზე გაბნევა) თითოეული ურთიერთქმედების პროცესში ნაწილაკი მცირედით გადაიხრება ტრანექტორიიდან და ასევე მცირე ენერჯიის ულუფას კარგავს. ეს მცირე „ცვლილებები“ იკრიბება როგორც შემთხვევითი სიდიდეები, შედეგად გარკვეული სისქის შრის გავლის შემდეგ ნაკადის



სურ.7-3: x სისქის შრეში გასული ნაკადის ნაწილაკთა რიცხვის $N(x)$ დამოკიდებულება მშთანთქმელი შრის x სისქეზე.

ნაწილაკთა ენერჯია მცირდება სიდიდით, რომელიც საშუალო ენერგეტიკული კარგვის ტოლია. ამასთან, თითოეული ნაწილაკის ენერჯიის კარგვა ფლუქტუაციების გამო განსხვავებულია ამ საშუალო სიდიდისაგან, შედეგად ნაკადი აღარაა მონოქრომატული. თუ შრის სისქე საკმარისად დიდია, ამ პროცესში ზოგიერთი ნაწილაკის ენერჯია შეიძლება გახდეს ნულის ტოლი - ნაწილაკი გაჩერდეს ნივთიერებაში, აქედან მოდის სახელი - მშთანთქმელი შრე.

თვისებრივად, გამჭოლი ნაკადის (ან უბრალოდ ნაკადის) ნაწილაკთა მახასიათებლები მშთანთქმელ შრეში შესვლამდე და შრის გავლის შემდეგ მოცემულია სურ.7-2-ზე.

პროცესის სტატისტიკური ხასიათიდან გამომდინარე და იმის გამო, რომ ურთიერთქმედების ყოველ ჯერზე გაბნევა მცირე კუთხეზე ხდება (ასევე ენერგია მცირე ულუფებით მცირდება), განაწილებათა ფორმა ახლოსაა გაუსის განაწილებასთან (ცენტრალური ზღვრული თეორემის მოქმედების შედეგი).

ამ პროცესებს უფრო დაწვრილებით მოგვიანებით შევხებით. ნაკადში დარჩენილი ნაწილაკთა რიცხვი შეიძლება გამოვსახოთ, როგორც მშთანთქმელი შრის სისქის, x -ის ფუნქცია. R_0 მანძილს, რომლის გავლის შემდეგაც ნაკადში ნაწილაკთა რიცხვი ნახევრდება, *საშუალო განარბენს* უწოდებენ. როცა ნივთიერების შრის სისქე საკმაოდ დიდია, მან შეიძლება ნაკადის ყველა ნაწილაკი გააჩეროს.

სურ.7-3-ზე საილუსტრაციოდ მოცემულია მშთანთქმელ შრეში გასული გამჭოლი ნაკადის ნაწილაკების რიცხვის დამოკიდებულება შრის სისქეზე. R_0 აღნიშნავს თავისუფალ განარბენს. ისრით ნაჩვენებია განარბენის სიგრძე ნივთიერებაში (R_{EXT}), რემელზედაც ყველა ნაწილაკი შთანთქმება და რომელიც მიიღება R_0 წერტილზე გავლებული მხების ექსტრაპოლირებით აბსცისათა ღერძამდე. პროცესის სტატისტიკური ხასიათის გამო საშუალო განარბენს აქვს ფლუქტუაციები, რომელსაც საშუალო განარბენის *სტრეგლინგს* უწოდებენ.

ახლა განვიხილოთ მეორე ტიპის პროცესი (ბ). ამ შემთხვევაში ნაკადის მახასიათებლები, რომელიც გადის შრეში, გამოდის წინა შემთხვევისგან განსხვავებული. თუ ნაკადის ნაწილაკები შრის მხრიდან ურთიერთქმედებას არ განიცდიან, ცხადია, ნაწილაკთა ფრენის მიმართულება და ენერგია უცვლელი დარჩება. აღვნიშნოთ dx -ით ელემენტარული შრის სისქე. მაშინ ნაწილაკთა რიცხვი, რომელიც განიცდის ამ შრეში ურთიერთქმედებას კვეთის {7-1} განმარტებიდან გამომდინარე ნაწილაკთა საწყისი რიცხვის პროპორციულია:

$$dN = -\mu N(x) dx, \quad \{7-5\}$$

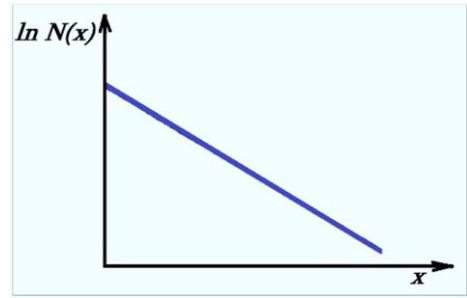
პროპორციულობის კოეფიციენტს კი *შთანთქმის კოეფიციენტს* უწოდებენ. {7-5}-ის ინტეგრება გვაძლევს:

$$N(x) = N(0)e^{-\mu x}, \quad \{7-6\}$$

სადაც $N(0)$ აღნიშვანს ნაწილაკთა რიცხვს შრეში შესვლამდე. {7-6}-დან ჩანს, რომ მოცემულის სისქის შრეში გასული ნაწილაკების რიცხვი შრის სისქის ზრდასთან ერთად ექსპონენციურად მცირდება. იგივე დამოკიდებულება სურ.7-4-ზე არის ნაჩვენები. (ბ) შემთხვევაში შეუძლებელია ვილაპარაკოთ ნივთიერებაში ნაწილაკის რამე კონკრეტულ განარბენზე, თუმცა შესაძლებელია განისაზღვროს საშუალო მანძილი, რომელსაც ნაწილაკი გაივლის ნივთიერებაში ურთიერთქმედების გარეშე. ამ სიდიდეს *საშუალო თავისუფალ განარბენს* უწოდებენ და ის

რიცხობრივად შთანთქმის კოეფიციენტის შებრუნებული სიდიდის $\left(1/\mu\right)$

ტოლია. პროცესის სტატისტიკური ხასიათის გამო ფლუქტუაციები ახასიათებს საშუალო თავისუფალ განარბენსაც.



სურ.7-4: x სისქის შრეში გასული ნაწილაკების $N(x)$ რიცხვის დამოკიდებულება შრის სისქეზე.

მასური სისქე. მშთანთქმელი შრის მახასიათებლად ხშირად იხმარება სიდიდე, რომელიც ტოლია ნივთიერების სიმკვრივისა და შრის სისქის ნამრავლის. ამ სიდიდეს **ზედაპირულ სიმკვრივეს** ან **მასურ სისქეს** უწოდებენ და განმარტებიდან გამომდინარე ზომავენ გ/სმ² ერთეულებში. ეს სიდიდე უკეთესად ახასიათებს მშთანთქმელ შრეში გამზნევი ცენტრების სიმკვრივეს. უნდა აღინიშნოს, რომ რადიაციის სხვადასხვა ნივთიერებაში გავლის ეფექტი მსგავსია, თუ ამ ნივთიერებათა ზედაპირული სიმკვრივეები ერთნაირია.

ენერგეტიკული კარგების მახასიათებლები. როგორც ცნობილია, ნაწილაკი ნივთიერებაში გავლის დროს კარგავს ენერგიას. ვთქვათ ა) ტიპის პროცესში ნივთიერების dx შრეში გავლისას ნაწილაკმა დაკარგა dE ენერგია. ვინაიდან გაზნევათა რიცხვი დიდია და თითოეული გაზნევის პროცესში ენერგიის კარგვა მცირეა, ამიტომ ფლუქტუაციები ენერგიის სრულ დანაკარგში ასევე მცირეა. ეს საშუალებას გვაძლევს ენერგეტიკული კარგების დასახასიათებლად შემოვიღოთ მანძილის ერთეულზე **საშუალო ენერგეტიკული კარგის** ცნება. ენერგიას, რომელსაც ნაწილაკი კარგავს ნივთიერებაში სიგრძის ერთეულზე **კუთრი ენერგიის დანაკარგს** უწოდებენ

$$S = - \left(\frac{dE}{dx} \right) \quad \{7-7\}$$

და ზომავენ მევ/სმ ერთეულებში. ხშირად განარბენის ქვეშ იგულისხმება მასური სისქე, ამ შემთხვევაში $S = - \left[\frac{dE}{d(\rho x)} \right]$ და ის იზომება $\frac{\text{მევ}}{\text{გ/სმ}^2}$ ერთეულებში.

ახლა დავსვათ ასეთი პრაქტიკული ამოცანა: ვთქვათ ნაწილაკთა ნაკადი ეცემა პერპენდიკულარულად გარკვეული სისქის ნივთიერების ზედაპირს, ამასთან ნაკადის ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების კვეთა σ ცნობილია. გამოვთვალოთ ალბათობა იმისა, რომ ნაკადი გაივლის ნივთიერებაში ურთიერთქმედების გარეშე x მანძილს. სხვა სიტყვებით ვიპოვოთ ალბათობა იმისა, რომ ურთიერთქმედება არ მოხდება x მანძილზე და მოხდება $(x, x+dx)$ ინტერვალში. ალბათობის სიმკვრივე იყოს P , ცხადია $P(0)=1$, ამასთან {7-3}-ის ძალით

$$P(x + dx) = P(x) + [1 - P(x)] \cdot dx \cdot n \cdot \sigma \rightarrow \frac{d[1-P(x)]}{dx} = -[1 - P(x)] \cdot n \cdot \sigma,$$

რომლის ამონახსნიც სასაზღვრო პირობის გათვალისწინებით არის

$$[1 - P(x)] = e^{-xn \cdot \sigma} ,$$

საიდანაც საძიებელი ალბათობისთვის მივიღებთ

$$W(x) = [1 - P(x)] \cdot n \cdot \sigma = e^{-xn \cdot \sigma} \cdot n \cdot \sigma. \quad \{7-8\}$$

საშუალო მანძილი λ , რომელსაც ნაწილაკი გაივლის ურთიერთქმედების გარეშე, იქნება

$$\lambda = \int_0^{\infty} W(x) x dx = \int_0^{\infty} e^{-xn \cdot \sigma} xn \sigma dx = \frac{1}{n\sigma} \int_0^{\infty} e^{-x} x dx = \frac{1}{n\sigma}. \quad \{7-9\}$$

თუ გარემო შეიცავს 2 ტიპის ნივთიერებას, გამზნევი ცენტრებით n_x და n_y , შეიძლება ჩვენება, რომ

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_x} + \frac{1}{\lambda_y}, \quad \text{სადაც } \lambda_x = \frac{1}{n_x \sigma_x} \text{ და } \lambda_y = \frac{1}{n_y \sigma_y} \quad \{7-10\}$$

- **დამუხტული ნაწილაკების გავლა ნივთიერებაში**

დამუხტული ნაწილაკების ნივთიერებაში გავლა ძირითადად ორი ეფექტით შეიძლება დავახასიათოთ: ნაწილაკი კარგავს ენერგიას და გადაიხრება მოძრაობის საწყისი მიმართულებიდან. როდესაც დამუხტული ნაწილაკი გადის ნივთიერებაში, ის ურთიერთქმედებს ნივთიერების ატომების ელექტრონებთან და ბირთვებთან ელექტრომაგნიტური ძალებით, შესაძლებელია მოხდეს შემდეგი ტიპის პროცესები:

- ატომის ელექტრონთან დაჯახება: დრეკადი, რომლის დროსაც ხდება ელექტრონის ალგუნება - მისი უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე გადასვლა და არადრეკადი, რომლის დროსაც ხდება ელექტრონის ამოგლეჯა ატომიდან - იონიზაცია.
- ატომის ბირთვზე დრეკადი გაბნევა.
- ბირთვის ველში აჩქარების გამო ე.წ. დამუხტულობითი გამოსხივება.
- ბირთვის ველთან ვირტუალური ფოტონების საშუალებით ურთიერთქმედება.

პროტონების, ალფა-ნაწილაკებისა და სხვა დამუხტული ადრონების შემთხვევაში შესაძლებელია ბირთვული რექციებიც, რომელსაც მოგვიანებით შევეხებით, ამ ეტაპზე კი ამ პროცესების ალბათობის სიმცირის გამო უგულებელვყოფთ. ჩამოთვლილი პროცესებიდან, განსაკუთრებით დაბალ ენერგიებზე პირველი პროცესი დომინირებს, თუმცა ელექტრონებისათვის დაწყებული უკვე ათეული მევ-ებიდან მესამე პროცესი ხდება დომინირებადი. რაც შეეხება მიუონებს, მათთვის მეოთხე პროცესია დომინირებადი.

ამის გარდა, გარკვეულ პირობებში შესაძლებელია ადგილი ჰქონდეს სხვა სპეციფიკურ პროცესებსაც, რომლებზეც უამრავი თანამედროვე დეტექტორის მუშაობის პრინციპია დაფუძნებული:

- o ჩერენკოვის გამოსხივება,
- o გარდამავალი გამოსხივება,
- o სცინტილაცია - ნივთიერების ატომებისა და მოლეკულების ალგუნება, სხვა სიტყვებით, ატომის ელექტრონების უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე გადასვლა, რომელთა უკან დაბრუნების პროცესს თან ახლავს γ კვანტების გამოსხივება ხილულ ან ულტრაიისფერ არეში.

ამ უკანასკნელ სამ საკითხს ამ თავში მხოლოდ მოკლედ შევეხებით, უფრო დაწვრილებით მათზე საუბარი იქნება შესაბამისი ტიპის დეტექტორების აღწერისას.

თუ ნაწილაკის ენერგია არის 1 მევ-ზე მეტი, რაც გაცილებით დიდია, ვიდრე ატომებში ელექტრონების ბმის ენერგია, პირველ მიახლოებაში ნივთიერება შეიძლება ჩაითვალოს თავისუფალი ელექტრონებისა და უძრავი ბირთვების ნარევიად, რომლებზეც ხდება ნაკადის ნაწილაკების დრეკადი გაბნევა. ამ პარაგრაფის ყველა ქვემოთა მსჯელობა სამართლიანია ამ მიახლოებაში. იმის მიხედვით, ურთიერთქმედება ნივთიერების ელექტრონებთან ხდება თუ ბირთვებთან, ნაწილაკის გავლის ეფექტი საკმაოდ განსხვავებულია. ასევე მნიშვნელოვნად განსხვავდება ელექტრონისა და მასზე მძიმე ნაწილაკის გავლა ნივთიერებაში. ამიტომ ამ საკითხებს განვიხილავთ ცალკე-ცალკე.

ატომის ბირთვზე გაბნევა. დავუშვათ, ნივთიერებაში გადის დამუხტული ნაწილაკების ნაკადი. მაქსიმალური ენერგია, რომელიც m მასისა და $E = \frac{mv^2}{2}$ ენერგიის არარელატივისტურმა ნაწილაკმა (მაგალითად, პროტონმა) შეიძლება გადასცეს M მასის ბირთვს დრეკადი გაბნევის პროცესში:

$$\Delta E_{max} = \frac{mv^2}{2} \left[\frac{4mM}{(m+M)^2} \right] \rightarrow (m \ll M) \approx \frac{mv^2}{2} \left(\frac{4m}{M} \right), \quad \{7-11\}$$

საიდანაც ჩანს, რომ უსასრულოდ მძიმე ბირთვის ზღვარში ენერგიის გადაცემა მასზე საერთოდ არ ხდება. ამავე ფორმულიდან ჩანს, რომ მძიმე ბირთვზე გაბნევის დროს პროტონი ენერგიის მხოლოდ მცირე ულუფას კარგავს. აღმოჩნდა, რომ ამ პროცესებში სამაგიეროდ მნიშვნელოვნად შეიძლება შეიცვალოს პროტონის ფრენის მიმართულება და ის შეიძლება უკანაც კი გაიზნეს.

მრავალჯერადი კულონური გაბნევა. დამუხტული ნაწილაკი ნივთიერებაში გავლის დროს ურთიერთქმედებს ნივთიერების ატომების ელექტრონებთან და ბირთვებთან. კერძოდ, ხდება ნაწილაკის გაბნევა ამ უკანასკნელთა კულონურ პოტენციალზე. თუ არ გავითვალისწინებთ სპინურ ეფექტებსა და ეკრანირებას, დრეკადი კულონური გაბნევის პროცესი შეიძლება აღვწეროთ რეზერფორდის თეორიით, რომლის მიხედვით გაბნევის კვეთა $\frac{1}{\sin^2(\theta/2)}$ სიდიდის პროპორციულია. შედეგად გვაქვს მცირე θ კუთხეებზე უამრავი გაბნევა, რაც იწვევს ნაწილაკის გადახრას ფრენის საწყისი მიმართულებიდან. კულონური ურთიერთქმედებით გამოწვეული, გაბნევის კუთხის მიხედვით განაწილება ზოგადად აღიწერება მოლიერის თეორიით (მრავალჯერადი კულონური გაბნევა). მცირე კუთხეებზე გაბნევას აქვს გაუსის განაწილების ფორმა ნულოვანი საშუალოთი და ის მოყვანილია სურ.7-2-ზე. დიდ კუთხეებზე გაბნევა, რომელიც ძირითადად გამოწვეულია დამუხტული ნაწილაკის ბირთვებთან ურთიერთქმედებით, ხდება უფრო ხშირად, ვიდრე ამას გაუსის განაწილება წინასწარმეტყველებს. რაც შეეხება x სისქის ნივთიერების შრეში გასული ნაწილაკის გაბნევის კუთხის პროექციის საშუალო კვადრატულ გადახრას, ის მოიცემა ფორმულით:

$$\theta_{rms}^{pr} = \sqrt{\langle \theta \rangle^2} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right], \quad \{7-12\}$$

სადაც p (მეგ/ც) ნივთიერებაში გამავალი ნაწილაკის იმპულსია, z კი მისი მუხტი. $\frac{x}{X_0}$ სიდიდე არის ნივთიერების შრის სისქე გაბნევის სიგრძის ერთეულებში, X_0 სიდიდეს **რადიაციულ სიგრძეს** უწოდებენ (ამ სიდიდის ფიზიკური აზრი გამოჩნდება ელექტრონის ენერგიის რადიაციული კარგვების განხილვის დროს) და მისი გამოთვლა შეიძლება ფორმულით:

$$X_0 = \frac{A_r}{4\alpha N_A r^2 Z_{nucl}^2 \ln(183 Z_{nucl}^{-1/3})} \quad [\text{გ/სმ}^2], \quad \{7-13\}$$

სადაც Z_{nucl} და A_r - ნივთიერების ატომური ნომერი და ფარდობითი ატომური მასაა, შესაბამისად; $r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2}$ ნაწილაკის კლასიკური რადიუსია, ხოლო $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$ ნაზი სტრუქტურის მუდმივაა (ϵ_0 ვაკუუმის დიელექტრიკული შეღწევადობაა). ჩვეულებრივ ნივთიერების რადიაციულ სიგრძეს განსაზღვრავენ ელექტრონისათვის, რომელიც მხოლოდ ნივთიერების თვისებებზეა დამოკიდებული (იხ. ქვემოთ ფორმულა {7-25} და ცხრილი /7-1/). ზოგადად X_0 პროპორციულია ნაწილაკის მასის კვადრატის.

კუთხის {7-12} განაწილებით შეიძლება ვისარგებლოთ ისეთი დეტექტორებისათვის, რომლებიც იძლევიან გაბნევის 2-განზომილებიან სურათს (მრავალშრიანი დეტექტორები). არაპროექტირებული კუთხე $\theta_{rms} = \sqrt{2} \theta_{rms}^{pr}$.

ელექტრონებისათვის მათი მასის სიმცირის გამო გაბნევის საშუალო კუთხე გაცილებით დიდია, ვიდრე იმავე ენერგიის მძიმე ნაწილაკებისათვის. ამას გარდა, ელექტრონისათვის საშუალო განარბენიც დიდია. ამის გამო მრავალჯერადი გაბნევების პროცესში ელექტრონის ტრაექტორია ნივთიერებაში გამოდის არა წრფე (როგორც ეს არის მძიმე ნაწილაკებისათვის) არამედ კლაკნილი, რის გამოც გავლილი გზის სიგრძე რამდენიმეჯერ შეიძლება აღემატებოდეს იმ მანძილს, რასაც ის გაივლიდა მოძრაობის საწყისი მიმართულებით. შესაძლებელია მშთანთქმელში შესული ელექტრონი უკანაც კი დაბრუნდეს და მათი რიცხვი ნივთიერების ატომური მასის პროპორციულია. ცხადია, უკან დაბრუნებული ელექტრონების რიცხვი დაცემის კუთხეზეცაა დამოკიდებული. უკან გაბნეული ელექტრონების რიცხვის შეფარდებას ელექტრონების საწყის რიცხვთან **ალბედოს** უწოდებენ. ამ პარამეტრის ცოდნა ძალიან მნიშვნელოვანია ელექტრონების დეტექტორების კონსტრუირებისას, რათა უზრუნველყოფილი იყოს ელექტრონის მიერ დეტექტორში სასარგებლო სიგნალის მოცემა, სანამ ის დატოვებს მას. მაგალითად, არაკოლიმირებული ელექტრონების 80% NaI-ის კრისტალში, რომელიც ხშირად გამოიყენება ელექტრომაგნიტურ კალორიმეტრებში, შეიძლება უკან გაიბნეს.

მძიმე ნაწილაკების ენერგიის იონიზაციური კარგეები. რაც შეეხება დამუხტული ნაწილაკის ენერგიის კარგვას ატომის ელექტრონებზე გაბნევის პროცესში, რომლის დროსაც ხდება ატომის აღზნება ან მათი იონიზაცია, ის აღიწერება ბეტე-ბლოხის ფორმულით. ამ ფორმულას განსხვავებული სახეები აქვს - დამცემი ნაწილაკი ელექტრონია თუ ელექტრონზე მძიმე ნაწილაკი. მძიმე ნაწილაკებისთვის

$$-\frac{dE}{dx} = \rho \frac{Z_{nucl}}{A_r} \left(0.307 \frac{dE}{\beta / \beta^2} \right) \frac{z^2}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right], \quad \{7-14\}$$

სადაც $0.307 = 4\pi N_A r^2 m c^2$, აქ N_A ავოგადროს რიცხვია, ხოლო m და r - შესაბამისად ელექტრონის მასა და კლასიკური რადიუსია;

z = ნაწილაკის მუხტი პროტონს მუხტის ერთეულებში;

c = სინათლის სიჩქარე, $\beta\gamma$ = რელატივისტური ფაქტორები;

ρ = ნივთიერების სიმკვრივე, Z_{nucl} და A_r - ნივთიერების ატომური ნომერი და ფარდობითი ატომური მასაა, შესაბამისად;

I = იონიზაციის საშუალო პოტენციალი, $I \approx 10 \cdot Z_{nucl} eV$;

$\delta(\beta)$ = პარამეტრი, რომელიც რელატივისტური ნაწილაკებისათვის ახასიათებს ატომური ელექტრონების ეკრანირების ეფექტს. ნივთიერებაში გამავალი დამუხტული ნაწილაკის ველი მისი ტრანექტორიის გასწვრივ იწვევს ატომების პოლარიზაციას, რაც თავის მხრივ იწვევს ტრანექტორიიდან დამორებული ელექტრონების ეკრანირებას. ეს წვლილი შესამჩნევია მკვრივი მშთანთქმელებისათვის (რკინა, ტყვია, ...) და მაღალ ენერგიებზე იწვევს კვეთის ლოგარითმულ ზრდას (ენერგეტიკული კარგვები მცირდება - „ფერმის პლატო“);

T_{max} = ელექტრონზე გადაცემული მაქსიმალური ენერგია.

ამ ტიპის ენერგიის კარგვებს *იონიზაციურ კარგვებს* უწოდებენ. მძიმე ნაწილაკის შემთხვევაში თითოეულ აქტში დაკარგული ენერგიის ულუფა მცირეა, შედეგად ნაწილაკის ენერგიის კარგვის პროცესი შეიძლება ჩაითვალოს უწყვეტად, ტრანექტორია კი წრფედ. უნდა გვახსოვდეს, რომ {7-14} ფორმულა აღარაა სამართლიანი ძალიან ნელი ნაწილაკებისათვის, რომელთა სიჩქარეები იმაზე მცირეა, ვიდრე ელექტრონების სიჩქარეები ატომში (0.01c რიგის), რადგან ატომის ელექტრონები ვეღარ ჩაითვლება უძრავად, ბეტე-ბლოხის ფორმულა კი ამ მიახლოებაშია მიღებული. ასეთი ნაწილაკებისათვის ენერგიის იონიზაციური კარგვები β -ს პროპორციულია და გამოთვლებში სარგებლობენ ემპირიული ფორმულებით ([7-4], გვ.5).

მაქსიმალური ენერგია, რომელიც ზოგადად $p = M\gamma\beta c$ იმპულსის მქონე ნაწილაკმა შეიძლება გადასცეს ატომის ელექტრონს, ტოლია:

$$T_{max} = \frac{2m(\gamma\beta c)^2}{1 + \frac{2\gamma m}{M} + \left(\frac{m}{M}\right)^2} = \frac{2mp^2}{M^2 + m^2 + 2mE/c^2} \cdot \quad \{7-15\}$$

ამ ფორმულაში მასის შემცველი კვადრატული წევრი შეიძლება გადავადოთ, თუ დამცემი ნაწილაკი არაა ელექტრონი. მაშინ

$$T_{max} = \frac{p^2}{\gamma M + M^2/2m} \cdot \quad \{7-16\}$$

რელატივისტური ნაწილაკებისათვის ($T \approx E$ და $pc \approx E$) და {7-15} მოგვცემს

$$E_{max} = \frac{E^2}{E + M^2 c^2 / 2m} \cdot \quad \{7-17\}$$

ამ ფორმულიდან ჩანს, რომ ულტრარელატივისტურ შემთხვევაში ($E \gg M^2 c^2 / 2m$) ნაწილაკმა ატომის ელექტრონს შეიძლება გადასცეს მთელი ენერგია.

დაბალ ენერგიებზე ($2\gamma m/M < 1$) {7-15} გვაძლევს

$$T_{max} \approx 2mc^2 \beta^2 \gamma^2, \quad \{7-18\}$$

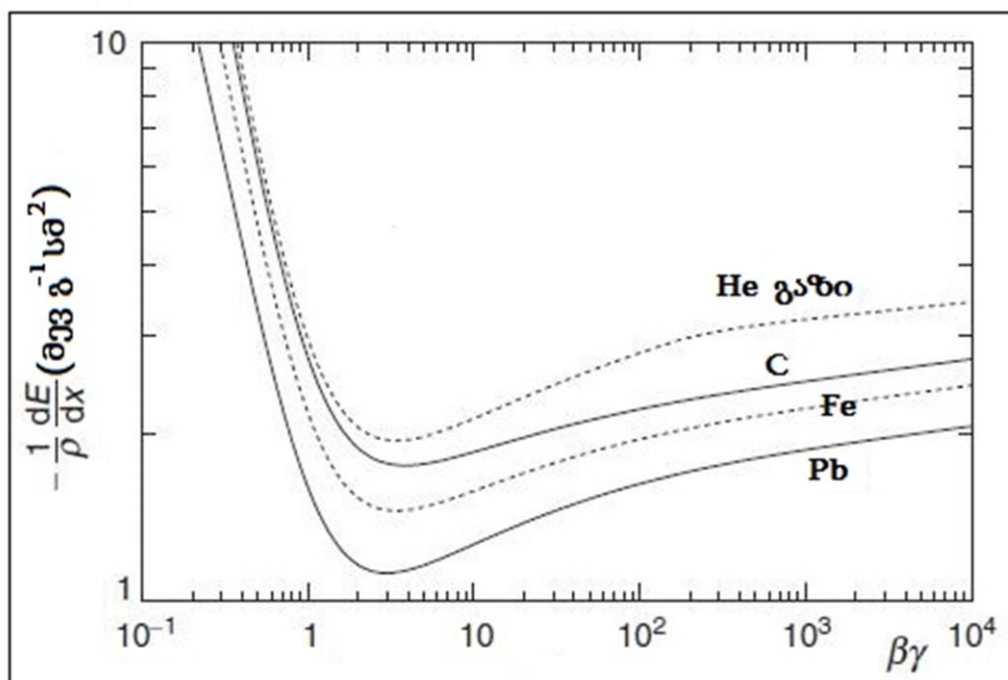
როგორც {7-14}-დან ჩანს სიდიდე $-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \sim \frac{Z_{nucl}}{A_r}$. რადგან უმეტესი ნივთიერებების ბირთვები პროტონებისა და ნეიტრონების თანაბარ რაოდენობას შეიცავს, ამდენად ამ გამოსახულების მარჯვენა მხარე დაახლოებით მუდმივი სიდიდეა, საიდანაც ვასკვნით, რომ ნაწილაკის მიერ ენერგიის კარგვები ნივთიერების გვარობაზე

დამოკიდებულია მხოლოდ მისი სიმკვრივის მეშვეობით. სურ.7-5-ზე ნაჩვენებია სხვადასხვა ნივთიერებაში ერთმუხტიანი ($z=1$) ნაწილაკის ენერჯის იონიზაციური კარგვების დამოკიდებულება ($\beta\gamma$)-სიდიდეზე. მიუხედავად იმისა, რომ ნივთიერების ატომური მასების (ასევე სიმკვრივების) ცვლილების დიაპაზონი დიდია, სურათიდან ჩანს, რომ ენერჯის იონიზაციური კარგვები ნივთიერების გვარობაზე სუსტადაა დამოკიდებული. იგივე შეიძლება ითქვას ნაწილაკის მასაზე, მთავარია, რომ ის იყოს ელექტრონზე გაცილებით მძიმე. სამაგიეროდ ენერგეტიკული კარგვები ნაწილაკის მუხტის კვადრატის პროპორციულია და ასევე მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული ნაწილაკის სიჩქარეზე.

ხშირად სარგებლობენ ბეტე-ბლოხის ფორმულის შემდეგი აპროქსიმაციით:

$$-\frac{dE}{dx} \approx \rho \left(2 \frac{\partial \epsilon}{\partial / \epsilon^2} \right) \frac{z^2}{\beta^2} \rightarrow (\beta \approx 1) \cong \rho \left(2 \frac{\partial \epsilon}{\partial / \epsilon^2} \right) z^2 . \quad \{7-19\}$$

როგორც ეს {7-14} ფორმულიდან ჩანს და სურ.7-5-დანაც დასტურდება, ენერჯის იონიზაციური კარგვები დიდია წელი ნაწილაკებისთვის და ის მცირდება სიჩქარის კვადრატის პროპორციულად. სურათიდან ასევე ჩანს, რომ $\beta\gamma \approx 3$ სიდიდეს შეესაბამება მინიმალური იონიზაციური კარგვები. ამ ენერჯის ნაწილაკებს სწორედ **მინიმალურად მაიონიზებელ ნაწილაკებს** უწოდებენ - **mip** (minimum ionizing particle) - ანუ ნაწილაკი მინიმალური კუთრი ენერგეტიკული დანაკარგებით $\left(\frac{dE}{d(\rho x)} \right)$. mip-ის კუთრი ენერგეტიკული დანაკარგები $\left(\frac{dE}{d(\rho x)} \right)$ არ არის ენერჯიაზე დამოკიდებული და შედგენს ~ 1.5 მევ/(გ/სმ²). რელატივისტური ნაწილაკებისთვის, რომელთა სიჩქარე ახლოსაა სინათლის სიჩქარესთან, ლოგარითმულ წევრში მამრავლი $(\beta\gamma)^2$ იწვევს იონიზაციური კარგვების მცირედით ზრდას.

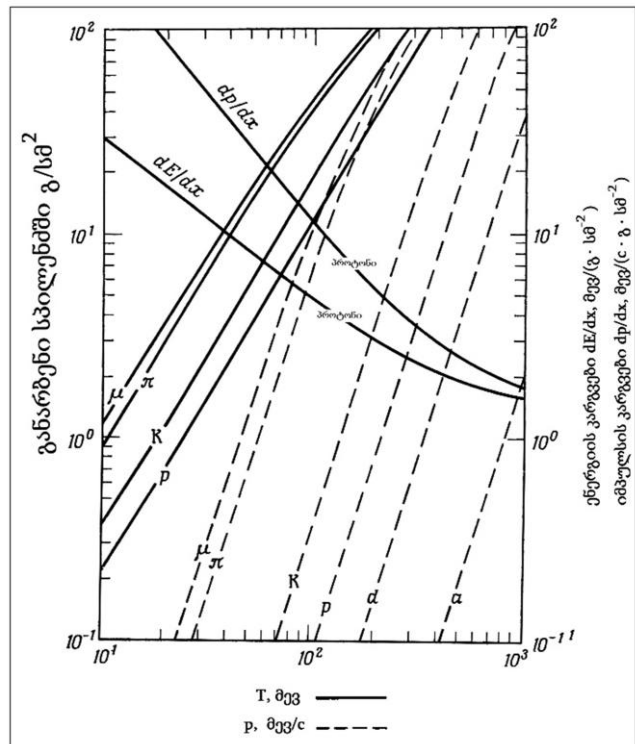


სურ.7-5: სხვადასხვა ნივთიერებაში ერთმუხტიანი ნაწილაკების ენერჯის იონიზაციური კარგვების დამოკიდებულება ($\beta\gamma$)-სიდიდეზე.

ამრიგად, მძიმე ნაწილაკი ნივთიერებაში გავლის დროს ძირითადად ურთიერთქმედებს ატომების ელექტრონებთან და ამ ურთიერთქმედების სურათი ახლოსაა მძიმე ბირთვის მსუბუქ ბირთვზე კლასიკური გაბნევის სურათთან: ყოველი გაბნევის დროს მძიმე ნაწილაკის ენერგია იცვლება (მცირდება) მცირე ულუფებით, გაბნევის კუთხის სიმცირის გამო ნაწილაკის ტრაექტორია ახლოსაა წრფესთან. ნივთიერებაში მძიმე ნაწილაკის **განარბენის** შესაფასებლად საკმარისია ვაინტეგროთ {7-14} გამოსახულება:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-(dE/dx)}, \quad \{7-20\}$$

სადაც E ნაწილაკის ენერგიაა, E_0 კი საწყისი ენერგია. რადგან ენერგეტიკული კარგვები ენერგიის რთული ფუნქციაა, ნივთიერებაში რეალური განარბენის საპოვნელად ხშირად სარგებლობენ ემპირიული ფორმულებით ([7-4], გვ.22). დაბალ ენერგიაზე გასათვალისწინებელია განსხვავება ნაწილაკის ენერგიასა და კინეტიკურ ენერგიას შორის, რადგან ნივთიერების შემადგენელ ნაწილებზე ხდება კინეტიკური ენერგიის გადაცემა. სურ.7-6-ზე მოყვანილია სპილენძში სხვადასხვა მძიმე ნაწილაკების ენერგიის კუთრი კარგვები და განარბენი.

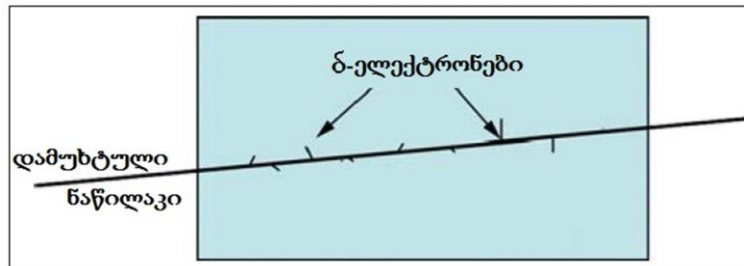


სურ.7-6: მძიმე დამუხტული ნაწილაკების ენერგიის კუთრი კარგვები და განარბენი სპილენძში.

ბრეგის პიკი. როდესაც რადიაციის ბიოლოგიურ ორგანიზმზე მოქმედების ეფექტუა საუბარი ხშირად ხმარობენ ტერმინს „ენერგიის წრფივი გადაცემა“ (LET – Linear Energy Transfer), რომელიც განისაზღვრება, როგორც ტრეკის (ნაწილაკის მიერ დატოვებული კვალი) სიგრძის ერთეულზე ნაწილაკის ტრაექტორიის უშუალო სიახლოვეს ნივთიერებაში გამოყოფილი ენერგია. მძიმე ან ნელი ნაწილაკებისთვის სიგრძის ერთეულზე ენერგიის დანაკარგი და LET ერთი სიდიდეა, მაგრამ ელექტრონებისთვის ან ჩქარი ნაწილაკებისთვის, ასევე γ -კვანტებისათვის, ეს ორი სიდიდე მნიშვნელოვნად განსხვავდება ერთმანეთისაგან. ამას აქვს ორი ძირითადი მიზეზი, პირველი მიზეზი არის დამუხრუჭებითი გამოსხივების გამო დაბადებული ფოტონები, რომლებსაც (როგორც მოგვიანებით ვნახავთ) ენერგიის დეპოზიტი შეუძლიათ ტრეკიდან მხოლოდ გარკვეულ მანძილზე ფრენის შემდეგ. მეორე მიზეზი კი არის იონიზაციის პროცესში ატომებიდან ენერგიული ე.წ. δ -ელექტრონების ამოგდება. δ -ელექტრონებს შეუძლიათ ნაწილაკის ტრეკიდან მაკროსკოპულ მანძილებზე ფრენა და მათ მიერ ენერგიის გამოყოფა არ ხდება ტრაექტორიის უშუალო სიახლოვეს, თუმცა აქვთ საკმაო ენერგია, რათა გამოიწვიონ გარემოს შემდგომი იონიზაცია, რაც კარგად

ჩანს ფოტო-ემულსიებსა და ბუმტოვან კამერებში. სქემატურად ეს პროცესი ნაჩვენებია სურ.7-7-ზე.

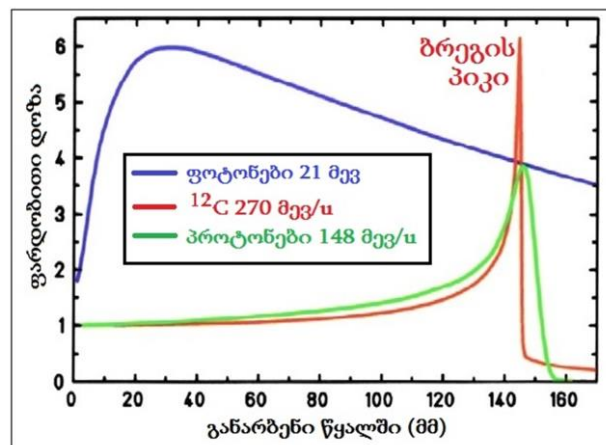
უნდა აღინიშნოს, რომ იმ ენერგიებზე, რომლებიც გამოიყენება მედიცინაში, როგორც ელექტრონების, ისე პროტონისა და სხვა მძიმე ბირთვებისათვის სიგრძის ერთეულზე ენერგიის დანაკარგი და LET ერთი და იგივე სიდიდეა.



სურ.7-7: ნივთიერებაში მძიმე დამუხტული ნაწილაკის გავლისა და მისი ტრაექტორიის გასწვრივ δ-ელექტრონების გაჩენის სქემატური სურათი.

როდესაც დამუხტული ნაწილაკი გადის ნივთიერებაში, ენერგიის კარგვის გამო მისი ენერგია და შესაბამისად სიჩქარეც სულ უფრო მცირდება, ამის გამო იზრდება ენერგეტიკული კარგვები სიგრძის ერთეულზე. მძიმე ნაწილაკებისა და ბირთვებისთვის ენერგეტიკული

კარგვების მანძილზე დამოკიდებულებაში ნაწილაკის ტრაექტორიის ბოლოს ენერგეტიკული კარგვები აღწევს მაქსიმუმს და შემდეგ მკვეთრად ეცემა ნულამდე. ლიტერატურაში ამ მაქსიმუმს უწოდებენ „ბრეგის იონიზაციურ პიკს“ და ამ მოვლენას იყენებენ ონკოლოგიაში, კერძოდ ადრონულ თერაპიაში. სურ.7-8-ზე მოყვანილია წყალში პროტონისა და ნახშირბადის ბირთვის მიერ გამოყოფილი ენერგიის ფარდობითი დოზის დამოკიდებულება გავლილ მანძილზე.



სურ.7-8: წყალში პროტონისა და ნახშირბადის ბირთვის მიერ გამოყოფილი ენერგიის ფარდობითი დოზის დამოკიდებულება გავლილ მანძილზე.

მწვანე და წითელი მრუდებით კარგად ჩანს ბრეგის პიკები, რომელიც ნახშირბადისთვის უფრო ვიწროა, ამასთან პროტონისთვის გამოყოფილი ენერგია ტრაექტორიის ბოლოს ეცემა ნულამდე, ნახშირბადისთვის კი აქვს კუდი. კუდი განპირობებულია ნახშირბადის წყლის მოლეკულაში შემავალი ელემენტების ბირთვებთან ურთიერთქმედების პროცესში წარმოქმნილი მსუბუქი ფრაგმენტებით, რომელთათვისაც ბირთვის მუხტის სიმცირის გამო ენერგიის კარგვები მცირეა, ვიდრე ნახშირბადის ბირთვისთვის. შესაბამისად, ისინი აგრძელებენ მოძრაობას და იწვევენ ცოცხალი ორგანიზმის შემდგომ ირადიაციას, რაც არაა სასურველი.

ენერგიის რადიაციული კარგვები. როდესაც ნივთიერებაში გადის რელატივისტური ნაწილაკი, ენერგეტიკულ კარგვებში სულ უფრო დიდ წვლილს იძლევა ენერგიის კარგვები ე.წ. **დამუხრუჭებით გამოსხივებაზე**, რომლის მიზეზიც არის ბირთვის კულონურ ველში დამუხტული ნაწილაკების აჩქარებული მოძრაობა. ამ ტიპის ენერგიის კარგვებს **ენერგიის რადიაციულ კარგვებს** უწოდებენ. კლასიკურ ელექტროდინამიკაში a აჩქარებით მოძრავი m მასის დამუხტული ნაწილაკი ასხივებს ფოტონებს, რომელთა ენერგიაც მოიცემა ფორმულით:

$$W = \frac{2e^2 a^2}{3c^3}; \quad a \approx \frac{1}{m} \frac{e^2 Z_{nucl}}{R^2},$$

საიდანაც ჩანს, რომ გამოსხივებული ენერგია მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული ნაწილაკის მასაზე - კერძოდ, მასის კვადრატის უკუპროპორციულია. ელექტრონის მასის სიმცირის გამო ენერგიის რადიაციული კარგვები თავს იჩენს შედარებით მცირე ენერგიებზე, მაშინ, როცა მიუონებისთვის 100 გევ ენერგიის ქვემოთ ჯერ ისევ ენერგიის იონიზაციური კარგვები დომინირებს. მაგალითად, 10 გევ ენერგიის მიუონის იონიზაციური კარგვები რკინაში მხოლოდ 13 მევ/სმ-ს შეადგენს, შედეგად მას შეუძლია ურთიერთქმედების გარეშე იფრინოს რამდენიმე მეტრი. უფრო მძიმე დამუხტული ნაწილაკებისათვის ენერგიის რადიაციული კარგვები ნივთიერებაში პრაქტიკულად შეიძლება უგულებელვყოთ.

მაღალ ენერგიებზე m მასისა და E ენერგიის მქონე ნაწილაკის ენერგიის რადიაციული კარგვების შესაფასებლად შეიძლება გამოვიყენოთ ფორმულა:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\alpha N_A \frac{Z_{nucl}^2}{A_r} Z^2 r^2 \cdot E \cdot \ln\left(\frac{183}{Z_{nucl}^{1/3}}\right), \quad \{7-21\}$$

სადაც გამოყენებულია {7-14} ფორმულის აღნიშვნები, ხოლო r ნაწილაკის კლასიკური რადიუსია.

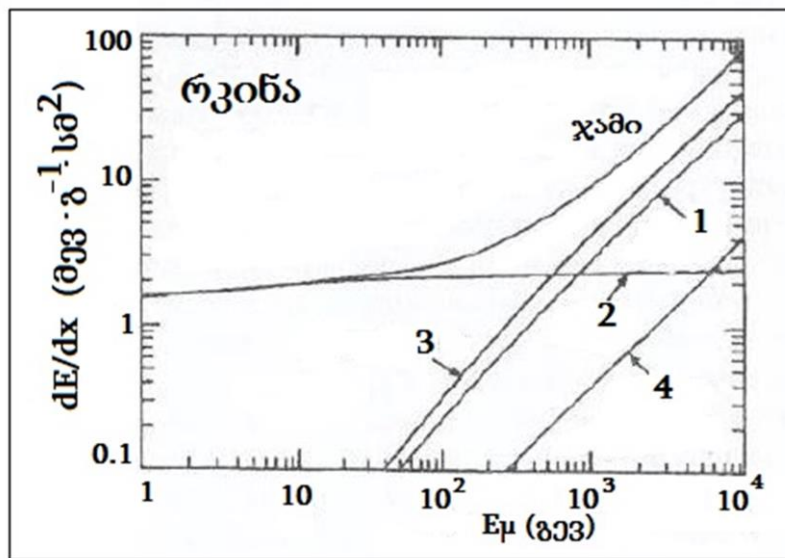
უნდა აღინიშნოს, რომ დამუხტული ნაწილაკებისთვის ასევე დამახასიათებელია მსგავსი ტიპის გამოსხივება ამაჩქარებელში აჩქარების პროცესში, რომელსაც **სინქროტრონულ გამოსხივებას** უწოდებენ. პროტონებისთვის ეს ეფექტები გასათვალისწინებელია დიდი ადრონული კოლაიდერის (LHC) რიგის და უფრო მაღალ ენერგიებზე, მაშინ როცა ელექტრონებისთვის ის თავს იჩენს რამდენიმე ათეული მევ-იდან. ეს შეუძლებელს ხდის წრიული ამაჩქარებლების გამოყენებას მაღალენერგიული ელექტრონების ნაკადის მისაღებად.

ბირთვის ველთან ვირტუალური ფოტონების საშუალებით ურთიერთქმედება. დამუხტულმა ნაწილაკმა ბირთვის ველში დამუხრუჭებითი გამოსხივების გარდა ენერგია შეიძლება დაკარგოს ბირთვის ველთან ვირტუალური ფოტონების ურთიერთქმედების გზით. აქ შესაძლებელია ორი პროცესი: ელექტრონ-პოზიტრონული **წყვილების პირდაპირი დაბადება** და ბირთვთან არადრეკადი ურთიერთქმედება - **ფოტობირთვული რეაქციები**. აღმოჩნდა, რომ ენერგიის კარგვები ნაწილაკის ენერგიის პროპორციულია და დამოკიდებულია მშთანთქმელი ნივთიერების ბირთვის მუხტსა და ატომურ ნომერზე. ამ ტიპის

ენერგიის კარგვები დამუხრუჭებით გამოსხივებაზე ენერგიის კარგვებთან ერთად შეიძლება პარამეტრიზირებული იქნას შემდეგი სახით:

$$-\frac{dE}{dx} = b_1(Z_{nucl}, A_r, E) \cdot E + b_2(Z_{nucl}, A_r, E) \cdot E + b_3(Z_{nucl}, A_r, E) \cdot E,$$

სადაც ჯამში წევრების თანმიმდევრობა არის შემდეგი: ენერგიის კარგვები დამუხრუჭებით გამოსხივებაზე, წყვილების დაბადებაზე და ფოტობირთვულ რეაქციებზე. მაღალენერგიული მიუონებისათვის წყვილების პირდაპირი დაბადებით გამოწვეული ენერგეტიკული კარგვებია სწორედ დომინირებადი. კერძოდ, რკინაში 100 გევ ენერგიის მიუონებისთვის ამ ჯამის წევრების წვლილი არის შესაბამისად 0.2 მევ/გ/სმ², 0.3 მევ/გ/სმ² და 0.04 მევ/გ/სმ². სურ.7-9-ზე მოყვანილია რკინაში მიუონის ენერგეტიკული კარგვების წვლილის დამოკიდებულება მიუონის ენერგიაზე. როგორც ვხედავთ 50 გევ-მდე



სურ.7-9: რკინაში მიუონის ენერგეტიკული კარგვების დამოკიდებულება მიუონის ენერგიაზე. 1-დამუხრუჭებითი გამოსხივება, 2-იონიზაცია, 3-წყვილთა დაბადება, 4-ბირთვული ურთიერთქმედება.

დომინირებს იონიზაციური კარგვები. რამდენიმე ტევ-ის ზემოთ რადიაციული კარგვები და წყვილების პირდაპირი დაბადებით მიმდინარე კარგვებია დომინირებადი, ფოტობირთვული პროცესების წვლილი (1-5)%-ის რიგისაა.

ელექტრონების გავლა ნივთიერებაში. ელექტონის მასის სიმცირის გამო ენერგეტიკული კარგვების საკითხი მათი ნივთიერებაში გავლის დროს ცალკე განხილვას მოითხოვს. ელექტრონებისთვის, რომელთა ენერგია არის გარკვეულ კრიტიკულ ენერგიაზე (E_{cr}) გაცილებით მცირე, რომელიც შეიძლება შეფასდეს ფორმულით

$$E_{cr} \approx 600 \text{ მევ}/Z_{nucl}, \quad \{7-22\}$$

ენერგეტიკულ კარგვებში დომინირებს იონიზაციური კარგვები, ხოლო ამ კრიტიკული ენერგიის ზემოთ დომინირებადი ხდება ენერგიის რადიაციული კარგვები. ეს შემთხვევები განვიხილოთ ცალ-ცალკე.

როცა დამცემი ნაწილაკები დაბალი ენერგიის ელექტრონებია, სამართლიანია ტოლი მასების გაზნევის კლასიკური არარელატივისტური ფორმულა. შესაბამისად, ატომის ელექტრონზე გადაცემული ენერგიის სიდიდე დამცემი ელექტრონის კინეტიკური ენერგიის ტოლია, რაც გამომდინარეობს [7-15]-დანაც: $T_{max} = \frac{p^2}{m+E/c^2} = E - mc^2$. ელექტრონების შემთხვევაში მათი იგივეურობის გამო შეუძლებელია გავარჩიოთ პირველადი და მეორადი ელექტრონები. შესაბამისად, გადაცემული ენერგიის ცნება საჭიროებს კორექტირებას. თუ ერთი ელექტრონის ენერგია დაჯახების შემდეგ არის T, მაშინ მეორე ელექტრონის ენერგია იქნება $E - mc^2 - T$, სადაც E დამცემი ელექტრონის სრული ენერგიაა. თუ ელექტრონზე გადაცემული ენერგია იცვლება არა 0-დან $(E - mc^2)$ -მდე, არამედ 0-იდან $1/2(E - mc^2)$ -მდე, უნდა განხილულ იქნას ყველა შესაძლო შემთხვევა. რელატივისტურ შემთხვევაში

$$T_{max} = \frac{1}{2(E-mc^2)} \approx \frac{1}{2\gamma mc^2},$$

რომლის ჩასმა ბეტე-ბლოხის ფორმულაში ელექტრონის იონიზაციური კარგებისთვის მოგვცემს:

$$-\frac{dE}{dx} = \rho \frac{Z_{nucl}}{A_r} \left(0.307 \frac{\partial \beta}{\partial \ln \beta^2} \right) \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\gamma mc^2}{2I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta^*}{2} \right], \quad [7-23]$$

სადაც δ^* -ს ცოტა განსხვავებული აზრი აქვს, ვიდრე [7-14] ფორმულაში. ელექტრონის ელექტრონზე გაზნევის კინემატიკისა და ეკრანირების ეფექტების გათვალისწინებით შესაძლებელია კვადრატულ ფრჩხილებში მოთავსებული გამოსახულების მოდიფიცირება და უფრო ზუსტი გამოსახულების მიღება, ვიდრე [7-23] (იხ. [7-4], გვ.10,11. იქვეა ლიტერატურა სპინური ეფექტების გათვალისწინებით). ელექტრონის იონიზაციური კარგების შესაფასებლად შესაძლებელია გამოყენებული იქნას [7-19] ფორმულა. მაგალითად, 100 კეე ენერგიის ელექტრონისათვის (მისი სიჩქარე ახლოსაა სინათლის სიჩქარესთან და

ცხრილი 7-1: კრიტიკული ენერგია და რადიაციული სიგრძე სხვადასხვა ნივთიერებისთვის.					
ნივთიერება	Z	სიმკვრივე გ/სმ ³	კრიტიკული ენერგია (მეე)	რადიაციული სიგრძე	
				გ/სმ ²	სმ
H ₂ (თხევადი)	1	0.071	340	62.8	887
He (თხევადი)	2	0.125	220	93.1	745
C	6	1.5	103	43.3	28
Al	13	2.70	47	24.3	9.00
Fe	26	7.87	24	13.9	1.77
Pb	82	11.35	6.9	6.4	0.56
ჰაერი		0.0012	83	37.2	30.870
წყალი		1	93	36.4	36.4

$\beta \approx 1$) ენერგიის კარგვის შესაფასებლად საკმარისია ნივთიერების სიმკვრივე გავამრავლოთ 2-ზე.

რაც შეეხება ელექტრონის ენერგეტიკულ კარგვებს დამუხრუჭებით გამოსხივებაზე, ეს საკითხები კვანტური მექანიკის ფარგლებში შესწავლილი იქნა ბეტესა და გეიტლერის მიერ. მათ დაადგინეს, რომ ფოტონების რიცხვი $\hbar\omega$ და $\hbar(\omega + d\omega)$ ენერგეტიკულ ინტერვალში, რომელსაც E ენერგიით მოძრავი ელექტრონი ასხივებს z მუხტის ბირთვის ველში, პროპორციულია z^2/ω სიდიდის. ამ ფოტონების გამოსხივების გამო ელექტრონი კარგავს ენერგიას. მანძილს, რომლის გავლის შემდეგაც ელექტრონების ენერგია e -ჯერ მცირდება, **რადიაციული სიგრძე** ეწოდება და აღინიშნება X_0 სიმბოლოთი. თუ ელექტრონისთვის გამოვიყენებთ {7-21} ფორმულას და მასში {7-13} აღნიშვნას, მივიღებთ:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{რად}} \approx \frac{E}{X_0} \rightarrow E = E_0 e^{-x/X_0}. \quad \{7-24\}$$

ახლა უკვე ჩანს {7-13} ფორმულაში X_0 -ის ფიზიკური აზრი: ეს არის მანძილი, რომელზედაც ელექტრონის ენერგია e -ჯერ მცირდება.

დამუხრუჭებით გამოსხივებას ელექტრონების ნაკადის შემთხვევაში ადგილი აქვს ატომის ელექტრონების ველთან ურთიერთქმედების დროსაც. აქაც შეიძლება გამოყენებულ იქნას {7-21} ფორმულა, იმის გათვალისწინებით, რომ ატომის ელექტრონების მუხტი პროტონის მუხტის ერთეულებში ყოველთვის 1-ის ტოლია, რაც იწვევს {7-13} ფორმულაში ატომის ელექტრონების რიცხვის პროპორციული წევრის დამატებას $Z^2 + Z = Z(Z + 1)$. ამის გარდა, გასათვალისწინებელია ატომის ელექტრონების ველის მიერ ბირთვის ველის ეკრანირების ეფექტიც. ამ ფაქტების გათვალისწინებით შეიძლება დაიწეროს:

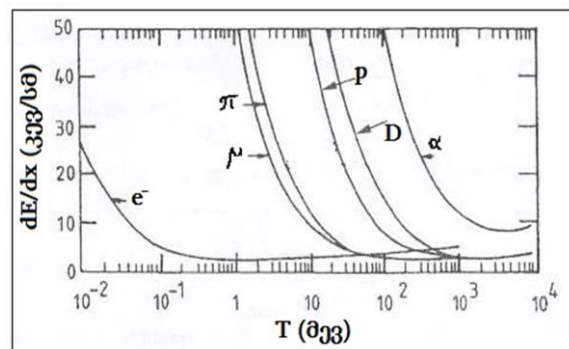
$$X_0 = \frac{716.44}{Z_{\text{nucl}}(Z_{\text{nucl}}+1)\ln(287/\sqrt{Z_{\text{nucl}}}} \quad [\text{გ/სმ}^2]. \quad \{7-25\}$$

ცხრილში /7-1/ მოყვანილია ელექტრონისთვის კრიტიკული ენერგია და რადიაციული სიგრძე სხვადასხვა ნივთიერებაში.

სრული ინფორმაციისთვის ასევე მოყვანილია ბირთვის მუხტი და ნივთიერების სიმკვრივე.

ამრიგად, როდესაც ნივთიერებაში გადის ელექტრონების ნაკადი, სრულ ენერგიის კარგვებში საჭიროა იონიზაციურ კარგვებთან ერთად გათვალისწინებული იქნას ენერგიის რადიაციული კარგვებიც. მძიმე ნაწილაკებისთვის ენერგიის რადიაციული კარგვები თავს იჩენს

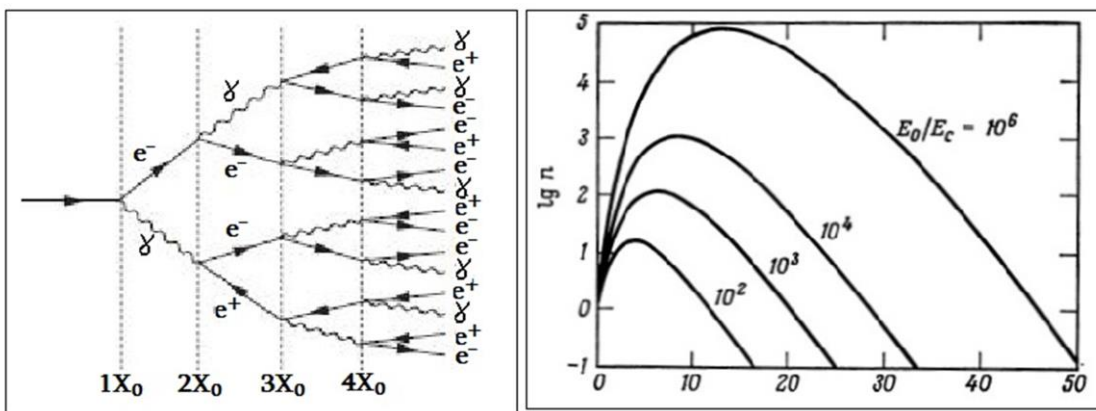
მხოლოდ ულტრამაღალ (1 ტევ და ზემოთ) ენერგიებზე. სურ.7-10-ზე რეზიუმეს სახით მოყვანილია სხვადასხვა ნაწილაკის ენერგიის იონიზაციური კარგვების



სურ.7-10: ნაწილაკთა ენერგიის კარგვები ჰაერში. აბსცისათა ღერძზე გადაზომილია ნაწილაკის კინეტიკური ენერგია.

საწყის კინეტიკურ ენერგიაზე დამოკიდებულება ჰაერში. ელექტრონებისთვის მოყვანილია ენერგიის სრული კარგვები.

ელექტრომაგნიტური ღვარი. როგორც აღვნიშნეთ მაღალი ენერგიის მქონე ელექტრონები ნივთიერებაში იწვევენ დამუხრუჭებითი ფოტონების გამოსხივებას, რის გამოც ელექტრონის ენერგია ექსპონენციურად მცირდება {7-24} კანონით და დაახლოებით 7 რადიაციული სიგრძის გავლის შემდეგ ელექტრონის ენერგია 1000-ჯერ მცირეა მის საწყის ენერგიასთან შედარებით. თუ დამუხრუჭებითი ფოტონებს აქვთ 1 მევ-ზე მეტი ენერგია, როგორც შემდეგ ვნახავთ, გარკვეულ მანძილზე, რომელიც დაახლოებით 9/7 რადიაციული სიგრძის ტოლია, შეუძლიათ ელექტრონ-პოზიტრონების წყვილების დაბადება. ახლად გაჩენილი ელექტრონები და პოზიტრონები საწყისი ელექტრონის მსგავსად ასხივებენ დამუხრუჭებითი ფოტონებს და ეს კასკადური პროცესი გრძელდება მანამ, სანამ



სურ.7-11: მარცხნივ - ელექტრომაგნიტური ღვარის წარმოქმნის სქემატური სურათი. მარჯვნივ - ღვარში ნაწილაკთა რიცხვის დამოკიდებულება ნივთიერების სისქეზე, რომელიც გაზომილია რადიაციული სიგრძის ერთეულებში.

ელექტრონების (და პოზიტრონების) ენერგია არ გახდება E_{cr} კრიტიკულზე ნაკლები, რის შემდეგაც ენერგეტიკულ კარგვებში დომინირებას იწყებს იონიზაციური კარგვები.

ცხადია, ელექტრომაგნიტური ღვარის ინიცირება შეუძლია მაღლენერგიულ ფოტონსაც. ფაქტობრივად ყოველ რადიაციულ სიგრძეზე ღვარში ნაწილაკთა რიცხვი ორმაგდება, ამიტომ E ენერგიის ნაწილაკით (ელექტრონი ან ფოტონი) წარმოქმნილ ღვარში ნაწილაკის საშუალო ენერგია x რადიაციული სიგრძის გავლის შემდეგ არის

$$\langle E_p \rangle \approx E/2^x \quad \{7-26\}$$

გარკვეული მანძილზე ღვარში ნაწილაკების რიცხვი აღწევს მაქსიმუმს (ღვარის მაქსიმუმი), რომელიც შეიძლება გამოითვალოს ამ უკანასკნელი ფორმულის გამოყენებით იმ პირობით, რომ მაქსიმუმი მიიღწევა როცა $\langle E_p \rangle \approx E_{cr}$. ღვარში ნაწილაკთა მაქსიმუმი მიიღწევა

$$x_{max} = \frac{\ln(E/E_{cr})}{\ln 2} \quad \{7-27\}$$

რადიაციული სიგრძის შემდეგ. ამის შემდეგ ნაწილაკთა რიცხვი იწყებს შემცირებას. სქემატურად ელექტრომაგნიტური ღვარის წარმოქმნის სურათი ნაჩვენებია სურ.7-11-ზე.

ღვარის განივ ზომებს განაპირობებს შემდეგი ორი პროცესი:

- ელექტრონები და პოზიტრონები შორდება ღვარის ღერძს მრავალჯერადი კულონური განბევის გამო;
- ფოტონები და იზოტროპიულ პროცესებში (კომპტონის გაბნევა და ფოტოეფექტი) წარმოქმნილი ელექტრონები ასევე შორდებიან ღვარის ღერძს.

ღვარის წარმოქმნის ადრეულ ეტაპზე დომინირებადი არის პირველი პროცესი. როცა ღვარი მიაღწევს მაქსიმუმს დომინირებადი ხდება მეორე ტიპის პროცესები. ნივთიერებაში ღვარის სიგრძივ ზომებს განაპირობებს რადიაციული სიგრძე X_0 , ხოლო განივ ზომებს - მოლიერის რადიუსი, ეს არის იმ ცილინდრის რადიუსი, რომელშიც ელექტრომაგნიტური ღვარის ენერჯის 90%-ს დეპოზიტი ხდება. მოლიერის რადიუსი რადიაციულ სიგრძეს უკავშირდება შემდეგი მიახლოებითი ფორმულით: $R_M = 0.0265 X_0 (Z + 1.2)$, სადაც Z ნივთიერების ატომური ნომერია. მცირე მოლიერის რადიუსი განაპირობებს ღვარის პოზიციის უკეთეს გარჩევისუნარიანობას, ასევე სხვადასვა ნაწილაკების მიერ ინიცირებული ღვარების უკეთეს სეპარაციას.

მაგალითისათვის განვიხილოთ ღვარის წარმოქმნა ტყვიაში, რომლისთვისაც $E_{cr} \approx 10$ მეგ. 100 გევ ენერჯის ელექტრო-მაგნიტური ღვარისთვის მაქსიმუმი მიიღწევა 13 რადიაციულ სიგრძეზე, რაც ტყვიაში შეადგენს 10 სმ-ს. ამდენად, ენერჯის გამოყოფა ხდება შედარებით მცირე მოცულობაში. ღვარის განვითარება სტოქასტიკური პროცესია, რომელიც გარკვეული რაოდენობა დისკრეტული ურთიერთქმედებისგან შედგება, ამასთან პროცესის დროს წარმოქმნილი ნაწილაკების რიცხვი დიდია ($2^{x_{max}}$), რის გამოც ფლუქტუაციები ერთნაირი ენერჯის ღვარებში უმნიშვნელოა. შედეგად კი, მოცემული ენერჯის ინდივიდუალური ელექტრომაგნიტური ღვარები ძალიან ჰგავს ერთმანეთს. ეს აადვილებს ელექტრომაგნიტური ღვარის მოდელირების პროცესს.

ფლუქტუაციები ენერჯის კარგვებში. სურ.7-2-ზე მოყვანილია ნივთიერების გარკვეული სისქის შრეში გასული დამუხტული ნაწილაკთა მონოქრომატული ნაკადის ნაწილაკების მიერ ენერჯის კარგვის თვისებრივი სურათი (ნაწილაკები განიცდიან „ბევრ მცირე“ ურთიერთქმედებას, რომლის დროსაც გაიბნევიან მცირე კუთხეზე და კარგავენ საწყისი ენერჯის მცირე ნაწილს), რომელიც, როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, პროცესის სტატისტიკური ხასიათის გამო ახლოსაა გაუსის განაწილებასთან. აღმოჩნდა, რომ ენერჯის რეალური კარგვები ხასიათდება მნიშვნელოვანი ფლუქტუაციებით, განსაკუთრებით ეს ეხება თხელ შრეში ელექტრონების გავლის პროცესს. ზემოთ ვნახეთ, რომ ფლუქტუაციები აქვს ნივთიერებაში ნაწილაკის საშუალო განარბენისაგ. ორივე ამ ფლუქტუაციების წყარო არის ერთი და იგივე, განსხვავება არის მათი გამოვლენის ფორმაში. ფლუქტუაციების მნიშვნელობიდან გამომდინარე საჭიროდ მიგვაჩნია ორიოდ სიტყვით შევეხოთ მათ (უფრო დაწვრილებით - იხ. [7-5]-ში, გვ. 46).

შემოვიტანოთ სიდიდე, რომელიც არის ერთ დაჯახებაში ენერჯის საშუალო დანაკარგის შეფარდება ენერჯის დანაკარგის მაქსიმალურ შესაძლო მნიშვნელობასთან

$$k = \frac{\bar{\Delta}}{W_{max}}. \quad \{7-28\}$$

ამ გამოსახულების მრიცხველი შეიძლება შეფასდეს ბეტე-ბლოხის მიახლოებითი {7-19} ფორმულით.

ვთქვათ გვაქვს x სისქის მშთანთქმელი, რომელშიაც ენერჯის საშუალო დანაკარგი არის $\Delta = \Delta E$. განვიხილოთ ორი ზღვრული შემთხვევა: სქელი ($k \rightarrow \infty$) და თხელი ($k \rightarrow 0$) მშთანთქმელი.

გაუსის თეორია. როდესაც გვაქვს სქელი მშთანთქმელი ($k \rightarrow \infty$), მათში დიდი რაოდენობით მცირე კუთხეებზე გაბნევების გამო, რომლის დროსაც ნაწილაკები გაიბნევიან მცირე კუთხეზე და კარგავენ საწყისი ენერჯის მცირე ნაწილს, ენერჯის ფლუქტუაციებს აქვთ გაუსის ფორმა:

$$f(x, \Delta) \sim -\frac{(\Delta - \bar{\Delta})^2}{2\sigma_E^2}, \quad \{7-29\}$$

სადაც σ_E არის სტანდარტული გადახრა საშუალო მნიშვნელობიდან. სინამდვილეში ეს მსჯელობა სამართლიანია $k \sim 1$ მშთანთქმელებისათვის, როდესაც ენერჯის საშუალო კარგვები იმდენად მცირეა, რომ ნაწილაკის სიჩქარე დაჯახებიდან დაჯახებამდე შეიძლება ჩათვალოს მუდმივად. უფრო სქელი მშთანთქმელებისთვის ფლუქტუაციების ფორმა აღარაა გაუსის ფორმის.

არარელატივისტური მძიმე დამუხტული ნაწილაკებისთვის ერთ დაჯახებაში ენერჯის საშუალო დანაკარგი შეიძლება გამოითვალოს ფორმულით, რომელიც ბორის მიერ იყო მიღებული:

$$\Delta \equiv \xi = 0.1569 \cdot \rho \cdot \frac{Z_{nucl}}{A_r} \cdot x \ [e\bar{v}], \quad \{7-30\}$$

სადაც გამოყენებულია {7-14} აღნიშვნები. რელატივისტურ შემთხვევაში ეს სიდიდე საჭიროებს კორექციას ფაქტორით $\sqrt{\frac{1-0.5\beta^2}{1-\beta^2}}$.

ლანდაუს თეორია. თხელ მშთანთქმელებსა და გაზებში ($k \rightarrow 0$), როდესაც დაჯახებათა რიცხვი მცირეა, კრიტიკული ხდება დაჯახებები, რომლებშიც გადაცემული ენერჯია დიდია. მძიმე ნაწილაკებისათვის ერთეულ დაჯახებაში გადაცემული მაქსიმალური კინეტიკური ენერჯია მოყვანილია ზემოთ {7-15}. ელექტრონებს შეუძლიათ ერთ დაჯახებაში ენერჯის ნახევარიც კი დაკარგონ, მათთვის ასევე გასათვალისწინებელია ენერჯის დიდი კარგვები დამუხტულებით გამოსხივებაზე. ასეთი პროცესების ალბათობა მცირეა და ენერგეტიკულ კარგვებში იწვევს გაუსის ფორმის დამახინჯებას, კერძოდ, დიდი ენერჯის არეში ჩნდება გრძელი კუდი, რაც კარგად ჩანს სურ.7-12-ზე. $k < 0.01$ შემთხვისათვის ეს ფლუქტუაციები შეფასებული იყო ლანდაუს მიერ, რომელიც შემდეგ სამ ჰიპოთეზას დაეყრდნო:

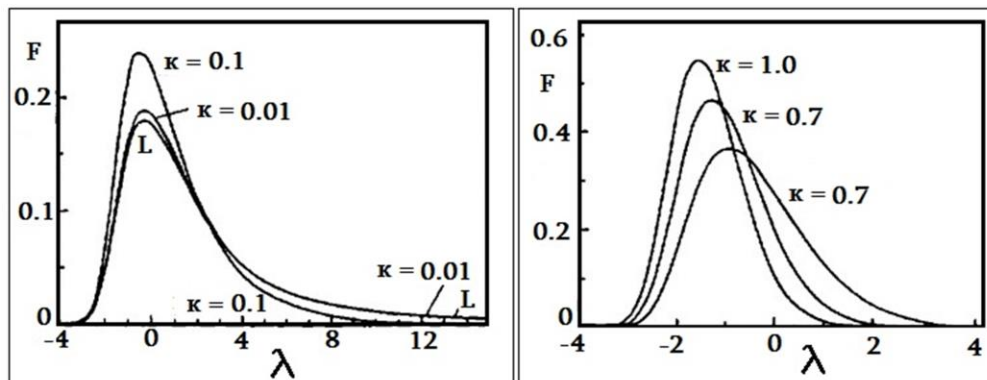
1. დაჯახების პროცესში გადაცემული ენერგია შეიძლება იყოს უსასრულოდ დიდი, რაც უზრუნველყოფს $k \rightarrow 0$ პირობის შესრულებას.
 2. ინდივიდუალურ დაჯახებებში გადაცემული ენერგია იმდენად დიდია, რომ ატომის ელექტრონები შეიძლება ჩაითვალოს უძრავად.
 3. ნაწილაკის სიჩქარე დაჯახებიდან დაჯახებამდე იმდენად მცირე სიდიდით იცვლება, რომ სიჩქარე შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად.
- ლანდაუს მიერ მიღებული იყო განაწილება, რომელიც ლანდაუს განაწილების სახელითაა ცნობილი:

$$f(x, \Delta) = \frac{\phi(\lambda)}{\xi}, \quad [7-31]$$

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-u \cdot \ln(u) - u\lambda) \sin(\pi u) du,$$

$$\lambda = 1/\xi [\Delta - \xi \cdot \ln(\xi) - \ln(\varepsilon) + 1 + C].$$

აქ $C=0.577$ ეილერის რიცხვია, ε კი არის მინიმალური შესაძლო გადაცემული ენერგია, რომელიც დასაშვებია ლანდაუს მეორე ჰიპოთეზით ([7-5], გვ.48). $\phi(\lambda)$ ფუნქცია მხოლოდ ერთი ცვლადის ფუნქციაა და მას ითვლიან რიცხვითი მეთოდებით.



სურ.7-12: ვავილოვის განაწილების ფორმები k -სიდიდის სხვადასხვა მნიშვნელობისთვის. მარცხნივ: L მინიშნებს ლანდაუს განაწილებაზე ($k=0$). მარჯვნივ: განაწილების ფორმა $k=1$ -სთვის ახლოსაა გაუსის ფორმასთან.

ვავილოვისა და სიმონის თეორიები. ვავილოვი დაეყრდნო ლანდაუს ბოლო ორ ჰიპოთეზას, ხოლო გადაცემული ენერგიისათვის გამოიყენა კორექტული ფორმულები. ფლუქტუაციებისათვის მან მიიღო საკმაოდ რთული გამოსახულება (რის გამოც არ მოგვყავს აქ), რომელიც $k \rightarrow 0$ ზღვარში გადადის ლანდაუს განაწილებაში, $k \rightarrow \infty$ ზღვარში კი აქვს გაუსის ფორმა. მსგავსი შედეგები იქნა მიღებული სიმონის მიერ (სამწუხაროდ, მისი შედეგები წარმოდგენილია იყო მხოლოდ გრაფიკული სახით). ვავილოვის განაწილებათა ფორმები სხვადასხვა k -სთვის მოყვანილია სურ.7-12-ზე, რომელზეც კარგად ჩანს კუდები დიდი ენერგიის კარგვის არეში. კუდების გამო განაწილებათა მაქსიმუმების შესაბამისი ენერგეტიკული კარგვები, რომელთაც ენერგიის ყველაზე ალბათურ კარგვებს

უწოდებენ, აღარ შეესაბამება ენერგიის საშუალო კარგვებს, როგორც ეს იყო გაუსის შემთხვევაში.

დღეისათვის ენერგიის ფლუქტუაციებისათვის არსებობს უფრო ზუსტი ფორმულები, რომლებიც ითვალისწინებს ატომებში ელექტრონების ბმის ენერგიას ([7-5], გვ. 50).

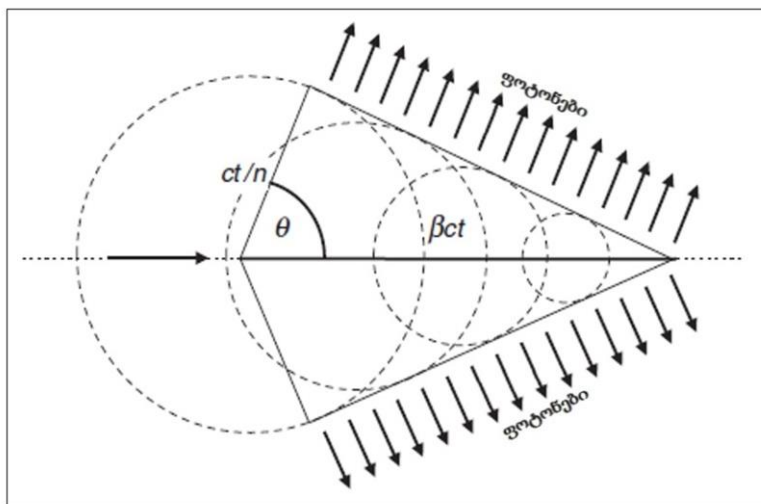
ჩერენკოვის გამოსხივება. როდესაც დამუხტული ნაწილაკი გადის გამჭვირვალე დიელექტრიკში, რომლის გარდატეხის მაჩვენებელი არის n (იგი ზოგადად ტალღის სიხშირეზეა დამოკიდებული), ნაწილაკის კვალის გასწვრივ ხდება მოლეკულების პოლარიზაცია - ალგუნებული დიპოლების წარმოქმნა, რომლებიც საწყის მდგომარეობაში დაბრუნების დროს კოჰერენტულად ასხივებენ ფოტონებს. თუ ნაწილაკი მოძრაობის სიჩქარე ნაკლებია გარემოში სინათლის გავრცელების ფაზურ სიჩქარეზე $V_f = c/n$, დიპოლები ასწრებენ ორიენტირებას ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულებით, შედეგად გვაქვს სრული სიმეტრია ნაწილაკის მდებარეობის მიმართ და მათ მიერ გამოსხივებული ტალღები აქრობენ ერთმანეთს. როცა ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარე აჩქარების გამო მეტი ხდება გარემოში სინათლის გავრცელების ფაზურ სიჩქარეზე

$$v > v_f = \frac{c}{n(\omega)} \quad \{7-32\}$$

დიპოლები ვეღარ ასწრებენ სიმეტრიულად ორიენტირებას, რაც იწვევს სპეციფიკური გამოსხივების გაჩენას ნივთიერებაში, რომლის ტალღური ვექტორი \vec{k} ნაწილაკის \vec{v} სიჩქარესთან ქმნის კუთხეს

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta \cdot n}, \quad \beta = v/c \quad \{7-33\}$$

ეს გამოსხივება პირველად დამზერილი იქნა პ.ჩერენკოვის მიერ, რომელიც ს.ვავილოვის დავალებით სწავლობდა ურანიანი მარილების ხსნარების ლუმინესცენსიურ გამოსხივებას γ -კვანტებით დასხივებისას და შეამჩნია, რომ სითხე (გოგირდმჟავა) ასხივებდა მასში მარილის გახსნის გარეშეც. ს.ვავილოვი მიხვდა, რომ ადგილი აქვს არა ლუმინესცენციას, არამედ ახალი ტიპის გამოსხივებას, რომელსაც კომპტონის პროცესში დაბადებული ელექტრონები ქმნიან და დაწყებული კვლევები ახალ მოვლენის აღმოჩენამდე მიიყვანა.



სურ.7-13: ჩერენკოვის გამოსხივების ფორმირების გეომეტრიული სურათი.

სქემატურად ჩერენკოვის გამოსხივების ფორმირების გეომეტრიული სურათი მოცემულია სურ.7-13-ზე: V სიჩქარით მოძრავი q მუხტის მოძრაობის გზაზე ყოველი წერტილიდან ვრცელდება სფერული ტალღა, რომელიც t დროში ნივთიერებაში ვრცელდება $V_f \cdot t = t(c/n)$ მანძილზე. {7-32} პირობებში ამ სფეროებს აქვთ საერთო მომენტები - კონუსი, რომელიც წვერში არის ნაწილაკი, დროის მყისიერ t მომენტში. იმავე დროში ნაწილაკი გადაადგილდება $V \cdot t = t \cdot v \cdot c$ მანძილზე.

როგორც სურათიდან ჩანს, θ კუთხე აკმაყოფილებს {7-33} პირობას. ამრიგად ჩერენკოვის გამოსხივების გეომეტრიული სურათი, რომელიც ჰიუგენსის პრინციპის გამოყენებით მივიღეთ, ახლოსაა კლასიკურ ფიზიკაში კარგად ცნობილ მახის ეფექტთან (დარტყმითი ტალღის წარმოქმნა), რომელსაც, მაგალითად, ადგილი აქვს ზებგერითი სიჩქარით მოძრავი თვითმფრინავის შემთხვევაში.

ჩერენკოვის გამოსხივების რადენობრივი თეორია შექმნილი იყო ი.ფრანკისა და ი.ტამის მიერ (რისთვისაც მათ პ.ჩერენკოვთან ერთად 1959 წელს ნობელის პრემია მიენიჭათ). მათ მიერ შეფასებული გამოსხივების ინტენსივობა

$$\frac{dW}{dt} = \frac{q^2 v}{c} \int (1 - \frac{c^2}{n^2(\omega)v^2}) \omega d\omega . \quad \{7-34\}$$

ამ გამოსახულებაში ინტეგრება ხდება მხოლოდ იმ სიხშირეებით, რომლებიც აკმაყოფილებენ პირობას $c/[n(\omega)v] \leq 1$.

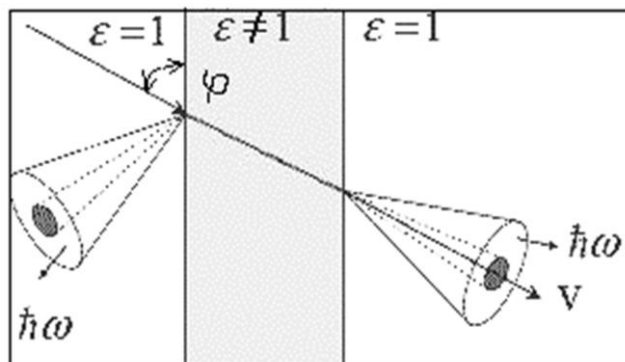
უნდა აღინიშნოს, რომ ჩერენკოვის გამოსხივების ინტენსივობა საკმაოდ სუსტია დამუხრუჭებით გამოსხივებასთან შედარებით. {7-33}-დან გამომდინარე ჩერენკოვის გამოსხივებას ადგილი აქვს მხოლოდ $\beta > 1/n$ პირობით. ასეთი ზღურბლის არსებობა შეიძლება გამოყენებული იქნას მოცემული p იმპულსის მქონე ნაწილაკების იდენტიფიკაციისათვის. მართლაც, რელატივისტური ნაწილაკებისთვის

$$\beta = \frac{pc}{E} = p/(p^2 + m^2 c^2)^{1/2} .$$

ამდენად, მხოლოდ $mc < (n^2 - 1)^{1/2} p$ მასის ნაწილაკებისთვისაა შესაძლებელი ჩერენკოვის გამოსხივება.

ჩერენკოვის გამოსხივებამ დიდი გამოყენება ჰპოვა ნაწილაკთა დეტექტორების საქმეში, რომელიც ცალკე იქნება აღწერილი.

გარდამავალი გამოსხივება.
გარდამავალი გამოსხივება წარმოიქმნება, როცა დიდი სიჩქარით მოძრავი დამუხრუჭული ნაწილაკი კვეთს ორი გარემოს საზღვარს, რომელთაც განსხვავებული გარდატეხის მაჩვენებელი $n = \sqrt{Re(\epsilon)}$, (აქ ϵ



სურ.7-14. ნაწილაკის გავლა თხელ ფირფიტაში „ვაკუუმი-ფირფიტა-ვაკუუმი“ გზაზე. φ კუთხეა, რომლითაც ნაწილაკი ეცემა ფირფიტას. კონუსებით ნაჩვენებია წარმოქმნილი გამოსხივება.

გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობაა, რომელიც ზოგად შემთხვევაში კომპლექსური სიდიდეა) აქვთ. ამ პროცესის თეორიული საფუძვლები ჩამოაყალიბეს ვ.გინზბურგმა და ი.ფრანკმა 1946 წელს. მისი წარმოქმნის მექანიზმი მარტივად ასე შეიძლება აისხნას: ვაკუუმში მოძრაობისას დამუხტული ნაწილაკი უახლოვდება რა მკვრივ გარემოს (მაგალითად ლითონის თხელ ფირფიტას), მასში ახდენს სიდიდით მისივე ტოლი, მაგრამ საპირისპირო ნიშნის მუხტის ინიცირებას. დამცემ ნაწილაკსა და ინიცირებულ მუხტს შორის ურთიერთქმედების გამო ჩნდება დიპოლი, რომლის ველი გარემოსთან ნაწილაკის შემდგომი მიახლოებისას მცირდება, შესვლისას კი ქრება - თითქოს ხდება ტოლი და საპირისპირო ნიშნის მუხტების ანიჰილაცია. ამრიგად გვაქვს ელექტრული ველი, რომელიც დროის განმავლობაში იცვლება, ეს კი გამოსხივების წარმოქმნის საწინდარია. სინამდვილეში არავითარი ანიჰილაცია არ ხდება - არამედ იცვლება ელექტრომაგნიტური ტალღის გავრცელების ფაზური სიჩქარე (c/n) ერთი გარემოდან (გარდატეხის მაჩვენებლით n_1) მეორე გარემოში (გარდატეხის მაჩვენებლით n_2) გასვლისას, რაც ასევე გამოსხივების წყაროს წარმოადგენს. გამოსხივების წყარო შეიძლება იყოს უძრავი მუხტიც (არაა აუცილებელი გვექონდეს აჩქარებულად მოძრავი მუხტი!), რომელიც მოთავსებულია გარემოში, რომელშიაც დიელექტრიკული შეღწევადობის ტალღა ვრცელდება (მაგალითად გარემოს დიელექტრიკული შეღწევადობა იცვლება $\sin(\omega t)$ კანონით). იგივე პროცესი ხდება მკვრივი გარემოდან ვაკუუმში გადასვლის მომენტში - გასული ნაწილაკი ტოვებს გარემოს, რომელშიც ინდუცირებულია მუხტი და შექმნილი ველი ნაწილაკის დაშორებასთან ერთად იცვლება. ამრიგად ჩერენკოვის გამოსხივებისაგან განსხვავებით გარდამავალ გამოსხივებას შეიძლება ადგილი ჰქონდეს ვაკუუმშიც. მათი მეორე განმასხვავებელი ნიშანი ისაა, რომ გარდამავალი გამოსხივებისათვის ზღურბლი არ არსებობს, გამოსხივება შეუძლია ნებისმიერი მასის ნაწილაკს, რომელიც მოძრაობს არანულოვანი $v \neq 0$ სიჩქარით გარემოში, რომელიც მინიმალურად შთანთქავს ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას.

გარდამავალი გამოსხივების ტიპური სქემა წარმოდგენილია სურ.7-14-ზე: ჩქარი ელექტრონი ეცემა სამიზნეს (ნივთიერების თხელი შრე გარდატეხის მაჩვენებლით ϵ , რომელიც სურათზე ნაცრისფრადაა შეფერილი) φ კუთხით, რომლის მარჯვნივ და მარცხნივ ვაკუუმშიანი შრეა. გინზბურგისა და ფრანკის მიერ დადგენილ იქნა, რომ გარდამავალი გამოსხივება ხდება ვიწრო კონუსებში სამიზნის ფრონტალურ (მარცხენა ვაკუუმშიანი შრე) და უკანა (მარჯვენა ვაკუუმშიანი შრე) მხარეს, როგორც ეს სურ.7-14-ზეა ნაჩვენები. თითოეული კონუსის გაშლის კუთხე γ ლორენც-ფაქტორის უკუპროპორციულია (ისევე როგორც დამუხრუჭებითი გამოსხივების შემთხვევაში)

$$\Delta\theta \sim 2/\gamma, \quad \{7-35\}$$

ხოლო ინტენსივობა ღერძების გასწვრივ ნულის ტოლია. სამიზნის უკანა მხარესთან გამოსხივებული კონუსის ღერძი ემთხვევა ელექტრონის ტრაექტორიის მიმართულებას, ხოლო წინა (ფრონტალურ) მხარესთან გამოსხივებული კონუსი მიმართულია უკან, π - φ კუთხეზე. თუ დამცემი ელექტრონი ეცემა ფირფიტას 90° კუთხით, მაშინ გამოსხივებები ვრცელდება დამცემი ელექტრონის ტრაექტორიის გასწვრივ, სამიზნის წინ და უკან კონუსებში.

გამოსხივების სპექტრალური ინტენსივობა I არის $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ ფუნქცია და დამოკიდებულია სიდიდეზე

$$\omega_0^2 = 4\pi e^2 \frac{n_e}{m_e} \quad \{7-36\}$$

სადაც n_e ნივთიერების სიმკვრივეა, m_e კი ელექტრონის მასა. ჩვეულებრივ $\hbar\omega_0 = 30-50$ ევ-ია და ის ხისტი ულტრაიისფერ არეშია. I სხვადასხაგვარად გამოითვლება წინა და უკანა კონუსებისათვის. ძალიან მაღალი გარდატეხის მაჩვენებლისთვის ($\varepsilon \gg 1$), მაგალითად ლითონის ფირფიტისთვის, გარდამავალი გამოსხივების უკანა სპექტრის ინტენსივობა სუსტადაა დამოკიდებული ω -ზე ω_0 სიხშირემდე (სურ.7-15) და გამოითვლება ფორმულით

$$I_{\omega,b} = 2e^2 \frac{\ln \gamma}{\pi c}, \quad \{7-37\}$$

შემდეგ კი სწრაფად ეცემა ნულამდე. ფრონტალური გამოსხივებისთვის სპექტრში წარმოდგენილია სიხშირები $\omega < \gamma\omega_0$ -მდე, რაც ნიშნავს, რომ მნიშვნელოვნადაა წანაცვლებული რენტგენული გამოსხივების მხარეს. რაც შეეხება გამოსხივების ინტენსივობას, $\omega \leq \omega_0$ -მდე, ის პრაქტიკულად ემთხვევა უკან გამოსხივების ინტენსივობას, ხოლო $\omega > \omega_0$ -სთვის

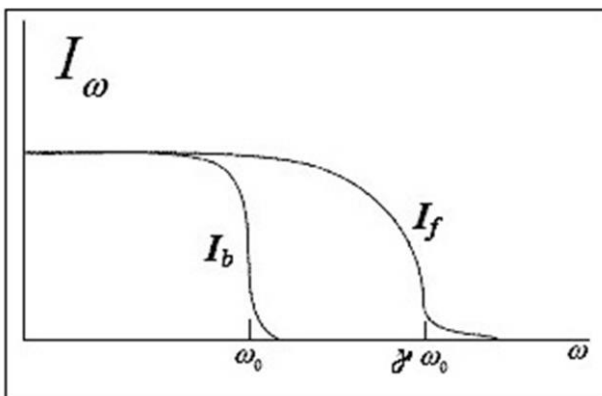
$$I_{\omega,f} = 2e^2 \frac{\ln\left(\frac{\gamma\omega_0}{\omega}\right)}{\pi c}. \quad \{7-38\}$$

სრული ენერგია, რომელიც გამოსხივდება ელექტრონის შემხვედრი მიმართულებით - E_b და ტრანსვერსული გასწვრივი მიმართულებით - E_f , გამოითვლება ფორმულით

$$E_b \approx 2\alpha\hbar\omega_0 \ln \gamma/3 \quad \text{და} \quad E_f \approx \alpha\hbar\omega_0 \ln \gamma/3, \quad \{7-39\}$$

სადაც $\alpha=1/137$ ნაზი სტრუქტურის მუდმივაა.

გამოსხივების კუთხე დამოკიდებულია რა ლორენც-ფაქტორზე, გვამდევს საშუალებას ერთნაირი იმპულსების შემთხვევაში გავაკეთოთ ნაწილაკის



სურ.7-15. სპექტრალური ინტენსივობის დიაგრამები ფრონტალური და უკანა კონუსებისათვის.

სეპარაცია მასის მიხედვით. რადგან გამოსხივების ინტენსივობა და აქედან გამომდინარე, დარეგისტრირებული რენტგენის ფოტონების რიცხვი γ -ფაქტორის პროპორციულია. ეს მეთოდი განსაკუთრებით ეფექტურია ელექტრონების (პოზიტრონების) იდენტიფიკაციისათვის, რადგან ერთნაირი ენერგიის შემთხვევაში მათი γ -ფაქტორი 280-ჯერ მეტია, ვიდრე მიუონებისთვის, ხოლო 2000-ჯერ მეტია ვიდრე პროტონებისთვის.

აღმოჩნდა, რომ გამოსხივება სპექტრის რენტგენულ დიაპაზონშია. ეს სპექტრი შთაინთქმება დიდი მასური

რიცხვის Z_{nucl} მქონე ნივთიერებებში, ამიტომ დეტექტორის დამზადებისას აუცილებელია შეირჩეს ნივთიერება დაბალი Z_{nucl} -ით.

დამუხრუჭებითი გამოსხივება, რომელსაც ადგილი აქვს ნივთიერებაში ენერგიული დამუხტული ნაწილაკის გავლისას, ამ გამოსხივებისათვის ხელისშემშლელ ფონად რჩება.

• ფოტონების გავლა ნივთიერებაში

ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ მაღალენერგეტიკული ფოტონების (1 კეV-ზე ზემოთ), „გამა გამოსხივების“, ნივთიერებაში გავლის პროცესს. ხშირად ფოტონებს 1-100 კეV ენერგიებს ინტერვალში რენტგენის სხივებს უწოდებენ, 100 კეV-ის ზემოთ კი γ-კვანტებს. ფოტონების ნივთიერებაში გავლის პროცესი პრინციპულად განსხვავებულია დამუხტული ნაწილეკების ნივთიერებაში გავლის პროცესისაგან, რადგან ფოტონებს არ აქვთ ელექტრული მუხტი და არ შეუძლიათ ნივთიერების ატომების ელექტრონებთან არადრეკადი ურთიერთქმედება. ამის გამო ფოტონების დეტექტირება შესაძლებელია მხოლოდ არაპირდაპირი გზით - პროცესში წარმოქმნილი დამუხტული ნაწილაკების მიერ გამოწვეული იონიზაციით.

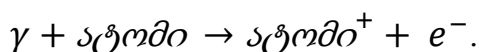
როდესაც ფოტონი განჭოლავს ნივთიერებას, დამუხტული ნაწილაკებისაგან გასხვავებით, რომლებიც ურთიერთქმედებენ ტრაექტორიის მახლობელ ყველა ელექტრონსა და ბირთვთან და უწყვეტად კარგავენ ენერგიას, არაფერი ხდება მანამ, სანამ არ მოხდება ნივთიერების ერთ რომელიმე კონკრეტულ ატომთან ურთიერთქმედება. ამ დროს ორი ძირითადი სცენარი შეიძლება განვითარდეს: ფოტონი ან შთაინთქმება (ფოტოეფექტი და წყვილების გაჩენა), ან გაიბნევა შედარებით დიდ კუთხეზე (კომპტონის გაბნევა). შთანთქმა და გაბნევა სტატისტიკური პროცესებია, ამდენად შეუძლებელია ფოტონებისათვის განარბენის ცნების შემოტანა. ზემოთ ჩამოთვლილი სამი პროცესის კვეთა გაცილებით მცირეა, ვიდრე ელექტრონების არადრეკადი გაბნევის კვეთა. ამის გამო ფოტონებს აქვთ ნივთიერების განჭოლვის მეტი უნარი, ვიდრე დამუხტულ ნაწილაკებს. ამასთან ნივთიერების განჭოლვისას ფოტონების ნაკადის ენერგია პირველ ორ პროცესში არ იცვლება, მათი შთანთქმისას (ასევე კომპტონის პროცესში დიდ კუთხეზე გაბნევის გამო) ინტენსივობა, ცხადია, მცირდება. ინტენსივობის შემცირება ხდება ექსპონენციალური კანონით (იხ. {7-5} და {7-6} ფორმულები):

$$N(x) = N(0)e^{-\mu x}.$$

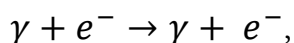
შთანთქმის კოეფიციენტი μ , რომლის განზომილებაა გ/სმ², ფოტონების ნივთიერებასთან ურთიერთქმედების კვეთასთან დაკავშირებულია ფორმულით:

$$\mu = \frac{N_A}{A} \sum_i \sigma_i, \quad \{7-40\}$$

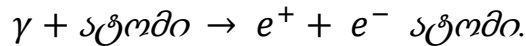
სადაც σ_i შესაბამისი პროცესის კვეთაა, N_A ავოგადროს რიცხვია, A კი ნივთიერების ატომური ნომერია. შთანთქმის კოეფიციენტი μ ძლიერადაა დამოკიდებული ფოტონის ენერგიაზე. დაბალ ენერგიებზე (იონიზაციის ენერგიიდან 100 კეV-მდე) დომინირებადი პროცესი არის ფოტოეფექტი



საშუალო ენერგიებზე (1 მეV-ის რიგის) დომინირებადია ფოტონის კვაზითავისუფალ ბირთვზე გაბნევის პროცესი - კომპტონის ეფექტი:



უფრო მაღალ ენერგიაზე, როცა აღემატება ელექტრონის მასის გაორმაგებულ მნიშვნელობას, ყველაზე დიდი კვეთა აქვს წყვილების დაბადების პროცესს:

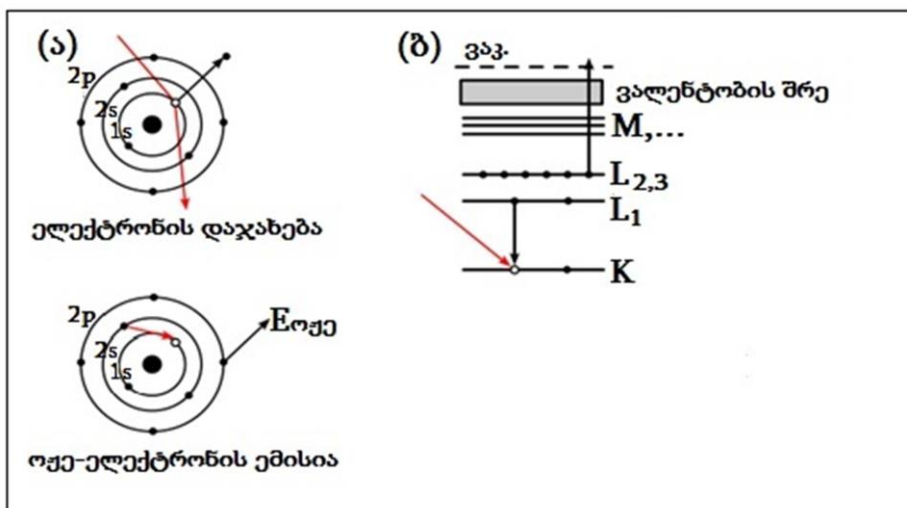


განვიხილოთ თითოეული ეს პროცესი უფრო დაწვრილებით.

ფოტოეფექტი. ფოტონის შთანთქმა არ შეუძლია თავისუფალ ელექტრონს (ენერგია-იმპულსის შენახვის გამო), თუმცა ატომში ბმულ ელექტრონს შეუძლია შთანთქმას ფოტონი და გადავიდეს უფრო მაღალ ენერგეტიკულ დონეზე, ან მოსწყდეს ატომს და გადავიდეს თავისუფალ მდგომარეობაში (ფოტოელექტრონი), თუ შთანთქმული ენერგია მეტია ატომში ელექტრონის ბმის ენერგიაზე. უფრო ხშირად ფოტოეფექტი ხდება ბირთვთან ყველაზე ახლოს მყოფი K შრიდან. ფოტოელექტრონების კინეტიკური ენერგია მოიცემა ფორმულით

$$E = \hbar\omega + E_{\text{ბმის}}, \quad \{7-41\}$$

სადაც $\hbar\omega$ ფოტონის ენერგიაა, $E_{\text{ბმის}}$ კი არის ატომში ელექტრონის ბმის ენერგია. ფოტოელექტრონთან ერთად ჩნდება ელექტრონის ვაკანსია ატომში. ატომის ასეთი მდგომარეობა არასტაბილურია და მინიმალურ ენერგეტიკულ მდგომარეობაში გადასვლა ხდება ელექტრონის უფრო მაღალი ენერგეტიკული დონიდან ვაკანსიის შევსების გზით. ამ დროს გამოსხივდება ერთი ან რამდენიმე რენტგენის კვანტი ან ზედმეტი ენერგია გადაეცემა სხვა ელექტრონს, რომელიც ამოვარდება ატომიდან და გააჩენს კიდევ ერთ ვაკანსიას. ამ ელექტრონებს ოჟე (Auger) ელექტრონებს უწოდებენ. სქემატურად ეს პროცესი ნაჩვენებია სურ.7-16-ზე. პირველი პროცესი უფრო ალბათურია, თუ ელექტრონის ბმის ენერგია ატომში არ აღემატება 1 კეე-ს, ხოლო მეორე პროცესი - მსუბუქი ატომების შემთხვევაში, რომლებშიც ელექტრონის ბმის ენერგია 1 კეე-ზე ნაკლებია.



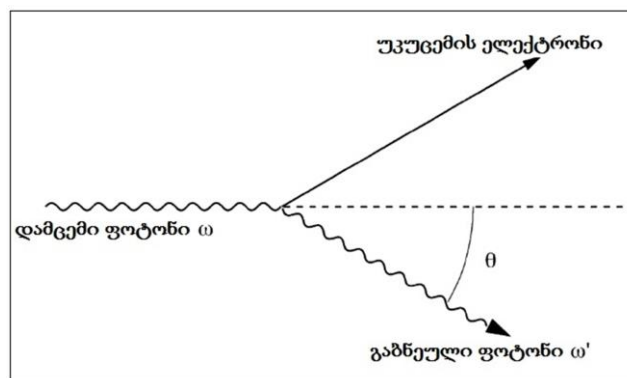
სურ.7-16: ა) დამცემი ელექტრონი (ფოტონი) წარმოქმნის ვაკანსიას 1s, რომლის შევსება ხდება 2s დონიდან, ამასთან ენერგია გადაეცემა 2p დონის ელექტრონს, რომელიც ასევე ტოვებს ატომს. ბ) იგივე სურათი ნაჩვენებია სპექტროსკოპულ აღნიშვნებში - $KL_1L_{2,3}$ გადასვლა.

ფოტოეფექტის კვეთის ფოტონის ენერგიაზე დამოკიდებულება შეიძლება აღიწეროს შემდეგი მიახლოებითი ფორმულით:

$$\sigma \approx Const \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}, \quad \{7-42\}$$

სადაც Z არის ბირთის მუხტი, მისი ხარისხის მაჩვენებელი არის 4 და 5 შორის, მნიშვნელში კი არის ფოტონის ენერგია $7/2$ ხარისხში. როგორც ეს სურ.7-21-ზე ჩანს, კვეთა ენერგიის მიხედვით მცირდება, თუმცა აქვს ნახტომისებური ზრდა იმ ენერგიებზე, რომლებიც ახლოსაა ატომში მოცემული შრის ელექტრონის ბმის ენერგიასთან. ფოტოელექტრონების კუთხური განაწილება ძლიერადაა დამოკიდებული ფოტონების ენერგიაზე. მცირე ენერგიებზე (რამდენიმე ათეული კეე) ფოტოელექტრონების გაბნევა ძირითადად დამცემი ფოტონის პრეპენდიკულარული მიმართულებით ხდება, ენერგიის ზრდით კი კუთხე მცირდება.

კომპტონის ეფექტი. ეს არის ფოტონის ელექტრონზე დრეკადი გაბნევის პროცესი და მისი აღწერა შესაძლებელია მხოლოდ კვანტური მექანიკის ფარგლებში. სქემატურად გაბნევის პროცესი მოცემულია სურ.7-17-ზე.



სურ. 7-17: კომპტონის გაბნევის საილუსტრაციო სურათი და გაბნევის θ კუთხის განსაზღვრა

$\hbar\omega$ ენერგიის ფოტონს აქვს $\hbar\omega/c$ იმპულსი. ენერგია-იმპულსის შენახვის კანონზე დაყრდნობით, თუ მხედველობაში არ მივიღებთ ატომში ელექტრონის ბმის ენერგიას, გაბნეული ფოტონის ენერგია შეიძლება გამოითვალოს ფორმულით:

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{(1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}(1 - \cos\theta))}. \quad \{7-43\}$$

კომპტონის გაბნევის დიფერენციალური კვეთისათვის შეიძლება ვისარგებლოთ ნიშინა-კლეინის ფორმულით:

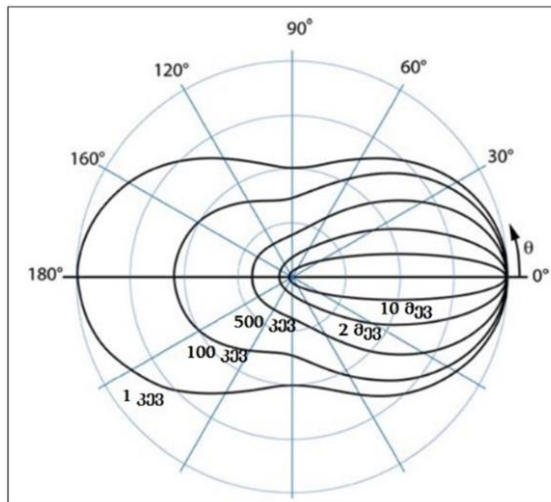
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} + \frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} - \sin^2\theta\right), \quad \{7-44\}$$

რომლის ინტეგრება კუთხეებით მოგვცემს მოცემულ ენერგიაზე კომპტონის გაბნევის სრულ კვეთას. ელექტრონის მასაზე გაცილებით დიდი ან გაცილებით ნაკლები ენერგიებისთვის სრული კვეთის გამოსახულება შედარებით მარტივია და აქვს სახე:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2, \text{ როცა } \hbar\omega \ll m_e c^2$$

$$\sigma = r_0^2 \pi \frac{m_e c^2}{\hbar\omega} \left[\ln\left(\frac{2\hbar\omega}{m_e c^2}\right) + 0.5 \right], \text{ როცა } \hbar\omega \gg m_e c^2. \quad \{7-45\}$$

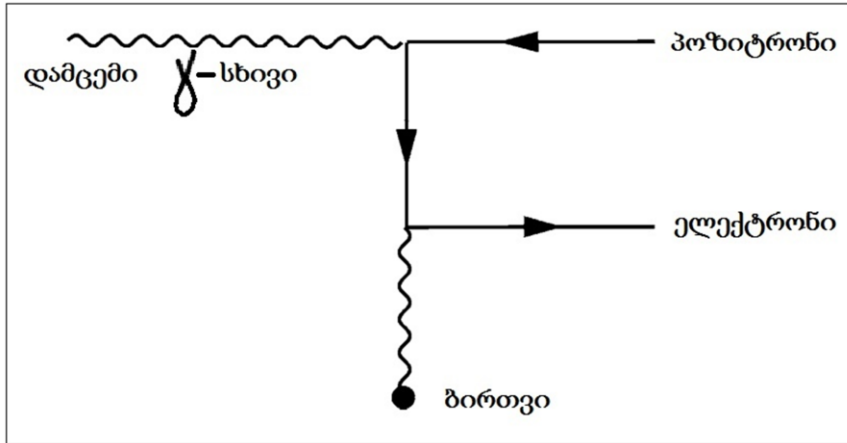
ამ ფორმულებში r_0 ელექტრონის კლასიკური რადიუსია. როგორც ვხედავთ, ელექტრონის მასაზე გაცილებით ნაკლები ენერგიის ფოტონებისათვის გაბნევის კვეთა ენერგიაზე არაა დამოკიდებული, გაცილებით დიდ ენერგიებზე კი ენერგიის უკუპროპორციულად მცირდება. უნდა გვახსოვდეს, რომ ნიშინაკლეინის ფორმულა სამართლიანია მხოლოდ თავისუფალ ელექტრონზე გაბნევის შემთხვევაში, მაგრამ მისი გამოყენება შესაძლებელია მაშინაც, თუ დამცემი ფოტონის ენერგია გაცილებით მეტია ატომში ელექტრონის ბმის ენერგიაზე და ამის გამო ბმის ენერგიის ეფექტების უგულვებლყოფაა შესაძლებელი. მცირე ენერგიის ფოტონების შემთხვევაში უფრო ალბათურია, რომ აღზნებული ელექტრონი დარჩება ატომში ბმული, ამდენად ფოტონის მთელი ენერგია და იმპულსი მთლიანად გადაეცემა ატომს. ამ ტიპის გაბნევას კოჰერენტულ კომპტონის გაბნევას ან სხვანაირად, *რელეის (Rayleigh)* გაბნევას უწოდებენ. (ამ გაბნევის გამო აქვს ცას დღისით მოლურჯო შეფერილობა). კომპტონის გაბნევის ქვეშ უფრო ხშირად გულისხმობენ არაკოჰერენტულ გაბნევას, რომელსაც თან ახლავს ელექტრონის ამოგდება ატომიდან.



სურ. 7-18: გაბნევის პოლარული კუთხის განაწილება კომპტონის გაბნევისათვის. მრუდები აღწერს გაბნევის დიფერენციალური კვეთის სიდიდის დამოკიდებულებას კუთხეზე დამცემი ფოტონის სხვადასხვა ენერგიისათვის

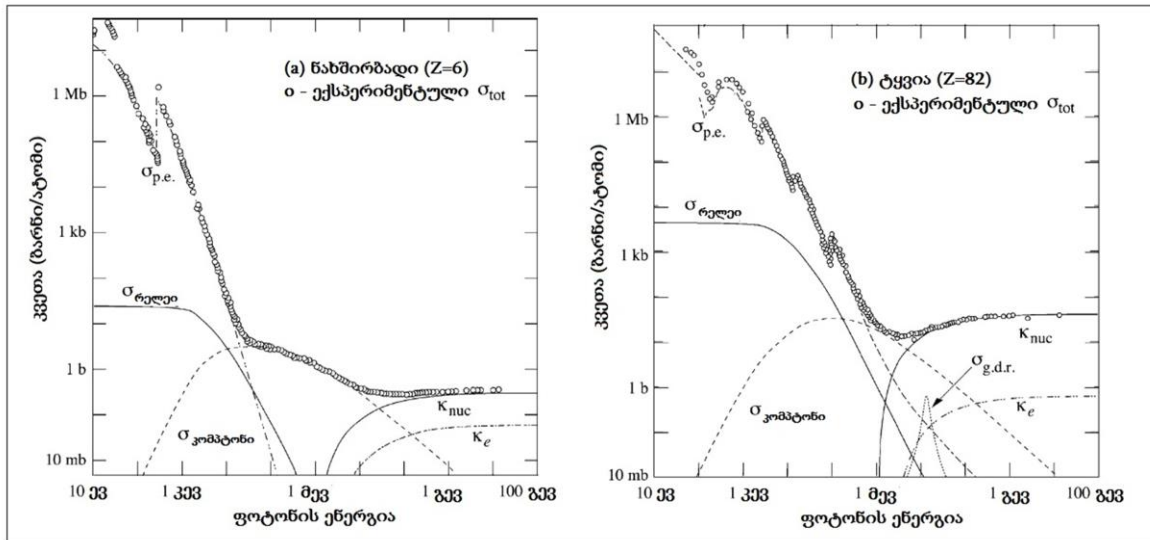
სურ.7-18-ზე მოყვანილია კომპტონის გაბნევის კვეთის კუთხური დამოკიდებულება. როგორც ვხედავთ, ელექტრონის მასაზე გაცილებით ნაკლები ენერგიის ფოტონებისათვის განაწილება იზოტროპიულია და უკან გაბნევის ფორმა ჰგავს წინ გაბნევის ფორმას. დიდი ენერგიის ფოტონებისათვის წინ გაბნევას აქვს გამოხატული პიკი.

წყვილების დაბადება. როგორც უკვე აღინიშნა, ფოტონის ენერგიებზე, რომელიც აღემატება ელექტრონის მასის გაორმაგებულ მნიშვნელობას, ყველაზე ალბათურია ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილების დაბადების პროცესი.



სურ.7-19. ბირთვის კულონურ ველში წყვილების დაბადების პროცესის სქემატური სურათი.

ენერგია-იმპულსის შენახვის გამო ეს პროცესი ვერ მოხდება სიცარიელეში. მართლაც, ამ შემთხვევაში დაბადებული წყვილის ჯამური ენერგია და იმპულსი მასათა ცენტრის სისტემაში ნულის ტოლია, შესაბამისად ფოტონის ენერგია და იმპულსიც ნულის ტოლი გამოვა. პროცესი შესაძლებელია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, თუ ფოტონი ენერგიის გარკვეულ ნაწილს გადასცემს რამე ობიექტს, მაგალითად ატომს. სქემატურად ეს პროცესი ნაჩვენებია სურ.7-19-ზე.



სურ.7-20: ფოტონების სრული კვეთის ენერგიაზე დამოკიდებულება ნახშირბადისა და ტყვიისათვის; აქვეა ნაჩვენები ზემოთ ჩამოთვლილი პროცესების წვლილი სრულ კვეთაში: ფოტოეფექტი - $\sigma_{p.e.}$, კომპტონის ეფექტი - $\sigma_{Compton}$, რელეის გაბნევა - $\sigma_{Rayleigh}$, წყვილების გაჩენა ბირთვის ველში - K_{nuc} , წყვილების გაჩენა ელექტრონების ველში - K_e , ფოტოდაბადების რეაქციები - $\sigma_{g.d.r.}$ ამ უკანასკნელ პროცესს ხშირად გიგანტურ დიპოლურ რეზონანსსაც უწოდებენ და ისინი მძიმე ბირთვების შემცველ გარემოშია მოსალოდნელი.

წყვილების დაბადების კვეთას, როგორც ეს კარგად ჩანს სურ.7-20-ზე, აქვს მკვეთრი ზრდა ორი ელექტრონის მასაზე (ზღურბლი) და შემდეგ გადის პლატოზე, რომელიც შეიძლება გამოითვალოს ფორმულით:

$$\sigma = \frac{7}{9} 4\alpha r_0^2 Z_{nucl}(Z_{nucl} + 1) \ln\left(\frac{183}{\sqrt[3]{Z_{nucl}}}\right), \quad \{7-46\}$$

რომელიც ძალიან გავს რადიაციული სიგრძის (X_0) განმარტების მნიშვნელს ({7-13}). კვეთის {7-46} ფორმულიდან ჩანს, რომ მაღალი ენერგიების ფოტონების ინტენსივობა ნივთიერებაში მათი გავლისას მცირდება $e^{-\frac{7}{9} \cdot \frac{dx}{X_0}}$ კანონით.

ნივთიერებაში გავლისას მაღალენერგიული ფოტონების 54% შეიძლება შთაინთქას ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილების წარმოქმნის გზით. ამასთან, დომინირებადია წყვილების გაჩენა ბირთვის ველში. დაბადებულ ელექტრონებსა და პოზიტრონებს დაახლოებით ტოლი ენერგიები აქვთ, თუმცა ბირთვის ველში წყვილების დაბადებისას ბირთვის დადებითი მუხტის გამო, ხდება ელექტრონის აჩქარება და პოზიტრონის შენელება. შედეგად ელექტრონსა და პოზიტრონს განსხვავებული ენერგიები მიაქვთ. ეს ეფექტი მით უფრო დიდია, რაც უფრო დიდია Z_{nucl} და მცირეა ფოტონის ენერგია. რაც შეეხება კუთხურ განაწილებას, ფოტონის მაღალ ენერგიებზე განაწილებები მკვეთრად ანიზოტროპიულია, რადგან წყვილების დაბადება ძირითადად ფოტონის მოძრაობის მიმართულებით ხდება. ენერგიის შემცირებით განაწილებების ანიზოტროპიულობა მნიშვნელოვნად მცირდება.

• ძლიერი ურთიერთქმედების წვლილი

როდესაც გარემოს განჭოლავს დამუხტული ადრონების (მაგალითად პროტონების) ნაკადი, იონიზაციურ კარგვებთან ერთად, რომლებიც დომინირებენ შედარებით დაბალ ენერგიებზე (ასეული მევ), გასათვალისწინებელი ხდება ძლიერი ურთიერთქმედების წვლილიც. მაღალი ენერგიების (ათეული გევ და ზემოთ) პროტონების დეტექტირებისათვის გამოიყენება ადრონული კალორიმეტრები, რომლებშიც პროტონები წარმოქმნიან ადრონულ ღვარს, რომლის ევოლუციაში ძირითადი ფიზიკური პროცესი არის ძლიერი ურთიერთქმედება. ნეიტრონების შემთხვევაში, რომელთაც არ აქვთ ელექტრული მუხტი, გარემოში მათი გავლისას მიმდინარეობს ბირთვული რეაქციები, რომელთა დროსაც ხდება დამუხტული ნაწილაკების წარმოქმნა. მათი დეტექტირება უკვე შესაძლებელია ზემოთ აღწერილი მეთოდებით. იმის გამო, რომ ბირთვის ზომა 10^{-13} სმ რიგისაა, რომელიც რამდენიმე რიგით მცირეა ატომის ზომაზე, ნეიტრონებისათვის ნივთიერება საკმაოდ გამჭვირვალეა, რის გამოც ნეიტრონებს ღრმად შეუძლიათ ნივთიერებაში შეღწევა.

ნივთიერების ბირთვებთან (ან მათში შემავალ ადრონებთან) ადრონების ძლიერი ურთიერთქმედების სრული კვეთა ძლიერადაა დამოკიდებული ნაკადის ენერგიაზე და მევ-ზე მაღალი ენერგიისთვის შეიძლება გამოისახოს დრეკადი და არადრეკადი კვეთების ჯამის სახით: $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in}$. დაბალენერგეტიკული ნეიტრონებისათვის შესაძლებელია ასევე წარიმართოს ნეიტრონების ჩაჭერისა (capture) და შერწყმის (fission) რეაქციები. არადრეკად ურთიერთქმედებებში ძირითადად ისევ ადრონები იბადება, რომელთაც საკმარისი ენერგიის შემთხვევაში თვითონ შეუძლიათ არადრეკადი ურთიერთქმედების ინიცირება და ელექტრომაგნიტური ღვარის მსგავსად, შედეგად ვიღებთ ადრონულ ღვარს, თუმცა მისი ფორმა და ზომები საგრძნობლად განსხვავდება ელექტრომაგნიტურისაგან.

ადრონების არადრეკადი გაბნევის დასახასიათებლად შემოაქვთ სპეციფიკური სიდიდე - ნივთიერებაში *საშუალო შთანთქმის სიგრძე*. თუ გამბნევი ცენტრების რაოდენობას გამოვთვლით {7-4} ფორმულით, შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{1}{\lambda_{ადრ}} = n \cdot \sigma_{in} = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \sigma_{in} \quad \{7-47\}$$

კოლიმირებული ნაკადის შემთხვევაში ადრონული ნაკადის შემცირება x სისქის ნივთიერებაში გავლისას {7-6} ანალოგიურად ხდება კანონით

$$N = N_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{ბირთ}}\right) \quad \{7-48\}$$

აქ N_0 საწყისი ნაკადია. {7-47} ანალოგიურად შეგვიძლია შემოვიტანოთ დაჯახების (ურთიერთქმედების) სიგრძე, რომელიც დაკავშირებულია ურთიერთქმედების სრულ კვეთასთან:

$$\frac{1}{\lambda_T} = n \cdot \sigma_{tot} = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \sigma_{tot} \quad \{7-49\}$$

ცხრილში /7-2/ მოყვანილია სხვადასხვა ნივთიერებაში ადრონების ურთიერთქმედების არადრეკადი და სრული კვეთები და მათი საშუალებით დათვლილი შთანთქმისა და დაჯახების სიგრძეები.

ცხრილი /7-2/: სხვადასხვა ნივთიერებაში ადრონების ურთიერთქმედების არადრეკადი და სრული კვეთები და მათი საშუალებით დათვლილი შთანთქმისა და დაჯახების სიგრძეები.						
ნივთიერება	Z	A	σ (სრული) [ბარნი]	σ (არადრეკადი) [ბარნი]	$\lambda_T \cdot \rho$ [გ/სმ ²]	$\lambda_L \cdot \rho$ [გ/სმ ²]
წყალბადი	1	1.01	0.0387	0.033	43.3	50.8
ჰელიუმი	2	4.0	0.133	0.102	49.9	65.1
ბერილიუმი	4	9.01	0.268	0.199	55.8	775.2
ნახშირბადი	6	12.01	0.331	0.231	60.2	86.3
აზოტი	7	14.01	0.379	0.265	61.4	87.8
ჟანგბადი	8	16.0	0.420	0.292	63.2	91.0
ალუმინი	13	26.98	0.634	0.421	70.6	106.4
სილიციუმი	14	28.09	0.660	0.440	70.6	106.0
რკინა	26	55.85	1.120	0.703	82.8	131.9
სპილენძი	29	63.55	1.232	0.782	85.6	134.9
ვოლფრამი	74	183.85	2.767	1.65	110.3	185
ტყვია	82	207.19	2.960	1.77	116.2	194
ურანი	92	238.03	3.378	1.98	117.0	199

გამოთვლების დროს იგულისხმება, რომ კვეთები არაა დამოკიდებული ნაწილაკთა ტიპზე (ნუკლონი, პიონი, კაონი, ...) და ენერგიაზე. როგორც ვხედავთ $Z > 6$ ბირთვებისათვის შთანთქმისა და დაჯახების სიგრძეები გაცილებით მეტია X_0 რადიაციულ სიგრძეზე (იხ. ცხრილი /7-1/). ამის გამო ადრონების მიერ ინიცირებული ადრონული ღვარის გრძივი ზომები საგრძნობლად აღემატება ელექტრომაგნიტური ღვარისას. იგივე სურათია ღვარის განივ ზომებთან მიმართებაშიც. ელექტრომაგნიტური ღვარის სიგანე განპირობებულია მრავალჯერადი კულონური გაბნევით, ადრონულისა კი არადრეკად ადრონულ პროცესებში დაბადებული მეორადი ნაწილაკების განივი იმპულსებით, რომლის საშუალო მნიშვნელობა $\langle p_T \rangle \approx 0.35$ გეე/ც, რის გამოც ადრონული ღვარის განივი ზომებიც გაცილებით მეტია ელექტრომაგნიტურისაზე. ერთ აქტში დაბადებულ მეორად ნაწილაკებს საწყისი ადრონის ენერგიის 50%-მდე მიაქვთ. რაც შეეხება ღვარის შემადგენლობას, ძირითადად (90%) იბადება პიონები, რომელთა მესამედი π^0 -ებია. დაბადებული ნეიტრალური პიონები სწრაფადვე (10^{-16} წმ) იშლებიან γ -კვანტებად, რომლებიც ადრონული ღვარის შიგნით ელექტრომაგნიტურ ღვარს ქმნიან. ორივე ტიპის ღვარის ერთდროულად არსებობა ადრონულ კალორიმეტრში სრული ენერგიის გაზომვისას ქმნის გარკვეულ სიძნელებებს, რომელიც სერიოზული პრობლემა ხდება, თუ უცნობია ღვარში ამ ორი კომპონენტის თანაფარდობა.

ადრონული ღვარის რეგისტრაციის კიდევ ერთი თავისებურება ისაა, რომ ადრონულ კალორიმეტრებში ენერგიის დაახლოებით 20% -ს დეტექტირება ვერ ხერხდება. ამ ე.წ. „უხილავი ენერგიის“ წყარო არის დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობის მქონე ნაწილაკები (ნეიტრონი, K_L მეზონი, ნეიტრინო, ...). ნეიტრონი, K_L მეზონი უმეტესად კალორიმეტრის გარეთ იშლება, ნეიტრინო კი

პრაქტიკულად ურთიერქმედების გარეშე ტოვებს კალორიმეტრს. რაც შეეხება პიონებისა და კაონების დაშლიდან გაჩენილ მიუონებს, ისინი კალორიმეტრში ენერგიის მხოლოდ მცირე ნაწილს ტოვებენ. გარდა ამისა ენერგიის ნაწილი მოდის კალორიმეტრის ნივთიერების ატომბირთვების კავშირების რღვევაზე (ბირთვის ბმის ენერგიის გამონთავისუფლება). ბირთვის დაშლის შედეგად წარმოქმნილი ფრაგმენტების თავისუფალი განარბენი საკმარისად მცირეა და ისინი შთაინთქმებიან კალორიმეტრში გამოძახილის გარეშე. ყველა ეს ზემოთ ჩამოთვლილი ფაქტორი განაპირობებს ადრონული კალორიმეტრების გაცილებით უარეს ენერგეტიკულ გარჩევისუნარიანობას ელექტრომაგნიტურთან შედარებით.

თავი III. ნაწილაკთა რეგისტრაციის ძირითადი მეთოდები

თვალთ უხილავი ნაწილაკების დამზერა, მით უმეტეს რომ ისინი თითქმის სინათლის სიჩქარით მოძრაობენ, ერთი შეხედვით რთული ამოცანა უნდა იყოს. თანამედროვე ტექნოლოგიების საშუალებით არა მარტო მათი დარეგისტრირება შესაძლებელია, არამედ ტრაექტორიის აღდგენა მიკრონების სიზუსტითაც კი ხდება. 100-წლიანი განვითარების გზაზე დეტექტორულმა ფიზიკამ ამ ამოცანის გადასაწყვეტად მრავალი მეთოდი შეიმუშავა. ისინი მუდმივად სრულყოფის პროცესშია სამრეწველო ტექნოლოგიების დახვეწის პარალელურად.

თუ გადავხედავთ არსებულ და უკვე ისტორიას მიზარებულ დეტექტორთა ჩამონათვალს, შეიძლება რამდენიმე მიმართულება გამოვყოთ ნაწილაკთა დეტექტირების იდეის მიხედვით.

უხილავი ნაწილაკების პირველი კვალი, რომელმაც მეცნიერთა ყურადღება მიიქცია, ეს მათ მიერ გამოწვეული ნათებაა - გამოსხივებას ნივთიერების მოლეკულა ან ატომი გადაჰყავს აღზნებულ მდგომარეობაში, შემდგომში აღზნებული ატომი გამოასხივებს ფოტონს, რომლის ტალღის სიხშირე ხილულ სპექტრსაც მოიცავს და ამგვარად ნათება თვალითაც კი დაიმზირება. ამას მოჰყვას სიბნელეში ფოტომულსიების დაშუქების მოვლენის აღმოჩენა. ამჯერად ნაწილაკის გავლამ ემულსიის ნივთიერების ქიმიური შემადგენლობის გარდაქმნა გამოიწვია. გარემოს იონიზაციის მოვლენა უკვე სხვადასხვანაირად იქნა გამოყენებული ნაწილაკთა კვალის (ტრეკის) დასაფიქსირებლად - ვილსონის და ბუშტოვან კამერებში იონიზაციის ადგილებზე გარემოს ნივთიერების აგრეგატული მდგომარეობის შეცვლა იწვევდა ვიზუალიზაციას. ნაპერწკლოვანი კამერა ამ ადგილებზე გაზურ გარღვევას გვაძლევდა, სტრიმერული კი ნაპერწკლებს, რომელთა გარღვევამდე მიყვანა აღარ ხდებოდა. ნახევარგამტარულ დეტექტორებში დამატებითი ელექტრონ-იონური ხვრელების წარმოქმნით ფიქსირდება ნაწილაკის გავლის ადგილი, გაზური გაძლიერების დეტექტორებში, რომლებიც დიდი მრავალფეროვნებით გამოირჩევა, ნაწილაკის ტრეკის გასწვრივ წარმოქმნილი ელექტრონები ელექტრონ-იონურ ღვარებად გარდაიქმნება და მიღებული დენის იმპულსი ტრეკის კოორდინატებს გვაძლევს. სრულიად სხვა ბუნებისაა ჩერენკოვის გამოსხივება, რომელიც პირველად სწორედ ვიზუალურად იქნა დამზერილი, შემდეგ კი ტექნოლოგიურად დაიტვირთა. გარდამავალი გამოსხივებაც ექსპერიმენტული ფიზიკის განვითარებაში შემჩნეული მოვლენაა. ნივთიერებაში გამავალი ნაწილაკის მიერ ენერგიის კარგვამ კალორიმეტრის დაუდო საფუძველი და ამგვარად ნაწილაკის კოორდინატის გარდა მისი ენერგიის შესახებაც გახდა შესაძლებელი ინფორმაციის ამოღება.

ქვემოთ მოყვანილია ელემენტარულ ნაწილაკთა რეგისტრაციის სხვადასხვა მეთოდებისა და შესაბამისი დეტექტორების აღწერები, სამუშაო მახასიათებლები, მოყვანილია მათი შექმნის დროს გამოყენებული ძირითადი ტექნოლოგიური გადაწყვეტები.

რადგან დეტექტორის პირველი დანიშნულებაა გამავალი ელემენტარული ნაწილაკის კოორდინატისა და ენერგიის მაღალი სიზუსტით განსაზღვრა, ამ მიზნის მისაღწევად თავად გამოზომი ხელსაწყო, ანუ ეს დეტექტორი უნდა იყოს

მაღალი სიზუსტით დამზადებული. ამას კი განაპირობებს რამდენიმე ფაქტორი: გამოყენებული მასალის მაღალი სიზუსტე, ხარისხი და ერთგვაროვნება, დეტექტორის აწყობის პროცესში მუშაობის მაღალი კულტურა - სისუფთავე, ტექნოლოგიის დაცვა, მაღალი ინდივიდუალური პასუხისმგებლობა; გამოსაყენებელი მასალის ხარისხის კონტროლი დეტექტორის აწყობის ეტაპამდე, ასევე აწყობილი ელემენტებისა და სრული დეტექტორის ყოველმხრივი ტესტირება, ყოველი მათგანის „პასპორტიზაცია“.

ქვემოთ ნაჩვენები იქნება დეტექტორული ფიზიკის დღეისათვის არსებული მიმართულებები შესაბამისი ისტორიული განვითარების ეტაპებით და მომავლისთვის გადადებული პერსპექტივებით. დეტექტირების ერთი და იმავე იდეას მრავალნაირი ტექნიკური გადაწყვეტა შეიძლება ჰქონდეს. განვიხილავთ ზოგიერთ მათგანს, საინჟინრო ნიუანსებში ჩაღრმავების გარეშე, მოვიყვანთ რამდენიმე მათგანის აწყობა-ტესტირების მაგალითებს.

დეტექტორიდან სიგნალის მიღება და დამუშავება ცალკე საგანია, სადაც არსებითია ელექტრონიკა და ელექტრონიკის ლოგიკური სქემებით ოპერირება. ამ წიგნში მოვიყვანთ ძირითად სქემატურ მონახაზებს ამ მიმართულებით.

8. დეტექტორების მახასიათებლები

სანამ კონკრეტული დეტექტორების აღწერას შევუდგებოდეთ, საჭიროა მიმოვიხილოთ ზოგადი პარამეტრები, რომელთა შეჯერებით ხდება მათი არჩევა კონკრეტული ამოცანისათვის. დეტექტორების შესწავლის პროცესში ეს ჩამონათვალი უფრო გასაგები გახდება.

მგრძნობიარობა - დეტექტორის უნარი მოგვცეს გამოსხივების შესახებ ინფორმაცია. მაღალი მგრძნობიარობის მისაღწევად საჭიროა დეტექტორის აქტიური არე იყოს დასარეგისტრირებელი გამოსხივების მიმღები გარემო. პროცესი შეიძლება წარიმართოს გარემოს იონიზაციის გზით, ლუმინესცენციის გამოწვევით, ქიმიური გარდაქმნით, კრისტალურ სტრუქტურაში გამტარობის შეცვლით და ა.შ. მგრძნობიარობაზე გავლენას ახდენს დეტექტორის სამუშაო არეს შედგენილობა და სიმკვრივე, გეომეტრია, გარემოს ტემპერატურული, წნევითი პირობები. მაღალი მგრძნობიარობა შეიძლება იყოს დეტექტორიდან საჭირო სიგნალის მიღებაში ხელის შეშლელიც - ე.წ. ხმაურის გამო. მეორეს მხრივ, მგრძნობიარე გარემომდე ნაწილაკმა შეიძლება ვერ მიაღწიოს მის გზაზე განთავსებული მშთანთქმელი ნივთიერებების გამო.

სცინტილატორული მთვლელის მაგალითზე: გამოსხივებისადმი მგრძნობიარობა შეგვიძლია ვცვალოთ პლასტიკურ მასაში დანამატების შემადგენლობით და რაოდენობით; თხელი ზომის ფილა ცუდი მგრძნობიარეა; ასევე შეიძლება მგრძნობიარობა გაფუჭდეს ფოტოგამამრავლებლისა და სცინტილატორის სპექტრალური შეუსაბამობით; ცუდად შეფუთულ მთვლელში მაღალი ხმაურის გამო მიმღები ელექტრონიკა საჭირო სიგნალს ვერ გამოყოფს; ასევე მიმღები ელექტრონიკის ზღურბლის ფოტოგამამრავლებლიდან მიღებულ სიგნალთან შეთანხმებაა საჭირო, რათა სუსტი სიგნალების მიმართაც მთვლელი მგრძნობიარე იყოს და ა.შ.

ეფექტურობა. ეს უმთავრესი მახასიათებელია. ეს არის დეტექტორის მიერ რეგისტრირებულ ნაწილაკთა რიცხვის შეფარდება სამუშაო არეში გამავალ დასარეგისტრირებელ ნაწილაკთა რიცხვთან. იდეალურ შემთხვევაში იგი უნდა იყოს 100%. მოცემული კონკრეტული დეტექტორის ეფექტურობა დამოკიდებულია მგრძნობიარობაზე და სამუშაო პირობებზე. მაგალითად, მავთულიანი მთვლელის ეფექტურობა იზრდება ძაბვის ზრდით, შემდეგ გარკვეული ძაბვებისთვის მყარდება სტაბილური სამუშაო რეჟიმი, როცა ეფექტურობა უცვლელია, მეტი ძაბვისათვის მთვლელი შეიძლება დაზიანდეს. ამ სამუშაო რეჟიმის სიგანე დეტექტორის მუშაობის სტაბილურობის საფუძველია. იგი პერიოდულად მოწმდება დეტექტორებში და კლების შემთხვევაში დეტექტორი უნდა შეკეთდეს ან შეიცვალოს.

კოორდინატული სიზუსტე ტრეკული, კოორდინატული დეტექტორების მნიშვნელოვანი მახასიათებელია. ამ სიდიდეზეა დამოკიდებული ელემენტარული ნაწილაკის ტრეკის, ურთიერთქმედების წვეროს აღდგენის სიზუსტე, მისი იმპულსის გამოთვლის ცდომილება, რაც შემდგომში ფიზიკური პროცესის შესახებ დასკვნების გაკეთების საიმედოობასთან არის დაკავშირებული. მაღალი კოორდინატული სიზუსტის მიღების საწყისი პირობაა დეტექტორის შექმნის პროცესში მექანიკური სიზუსტეების დაცვა, სასიგნალო ელემენტების

განლაგების ზუსტი რუკის შედგენა. დანადგარებში სიზუსტეების გასაზრდელად იყენებენ რამდენიმე დეტექტორისგან შედგენილ ბლოკებს - ტრეკზე მრავალი წერტილი ამ ტრეკის აღდგენის სიზუსტეს ზრდის. თანამედროვე დეტექტორები კოორდინატულ სიზუსტეს მიკრონების დონეზე იძლევიან.

სივრცული გარჩევისუნარიანობა მიუთითებს დეტექტორის შესაძლებლობაზე ერთმანეთისაგან ახლო მანძილებზე გამავალი ორი ნაწილაკის მიერ დატოვებული სიგნალები გადაუფარავად მოგვაწოდონ. პირველ ტრეკულ კამერებში (ვილსონის, ბუშტოვანა, სტრიმერული), სამუშაო არეს ფოტოგრაფირება ხდებოდა რამდენიმე ფოტოაპარატით, სტერეო-სურათის აღსადგენად. მავთულოვან პროპორციულ კამერებში სასიგნალო მავთულების მაღალი სიხშირე არის ამ პარამეტრის განმსაზღვრავი. სცინტილატორულ ჰოდოსკოპებში მთვლელების სიხშირე თუ განასხვავებს ერთდროულად ახლოს გამავალ ნაწილაკებს. ამრიგად, გარჩევისუნარიანობის ასამაღლებლად პირველ რიგში ცდილობენ შეამცირონ ნაწილაკის მიერ დეტექტორში დატოვებული შემფოთების ზონის ზომები. ეს ხდება მექანიკურად - სასიგნალო ელემენტების სიხშირის გაზრდით, ან სამუშაო არეს (გაზი, სითხე) ისე შერჩევით, რომ შემფოთების ზონა ლოკალიზდეს მინიმალურად. მაგალითად გაზურ კამერებში ღვარის ჩამქრობი მინარევების დამატებით (თვითმქრობად სტრიმერულ რეჟიმში), ძაბვის ვარდნით (სტრიმერულ კამერაში). მაგნიტური ველი ახდენს მეორად ნაწილაკთა კონის სივრცულ განშლას - ესეც საჭირო პირობაა. ურთიერთქმედების წვეროდან გამომავალი ნაწილაკები თავადაც სცილდებიან ერთმანეთს, ამიტომ წვეროსთან ახლოს მყოფი დეტექტორი უფრო მიკროსტრუქტურული უნდა იყოს, ვიდრე მოცილებით განთავსებული.

დროითი გარჩევისუნარიანობა მნიშვნელოვანია მაღალ დატვირთვაზე მომუშავე დეტექტორებისათვის. თანამედროვე ექსპერიმენტები მუშაობენ წამის მემილიონედი ინტერვალების დონეზე. ტრიგერული დეტექტორები იძლევიან ინფორმაციას მომხდარი ურთიერთქმედების დასაფიქსირებლად ვარგისიანობის შესახებ, ამიტომაც მათ მეტი სისწრაფე მოეთხოვებათ სიგნალის მოცემის თვალსაზრისით (აქ ნანოწამებზეა საუბარი). ტრიგერული სისტემების დეტექტორებად გვევლინება სცინტილატორული მთვლელები, თხელშრიანი გაზური კამერები, პიქსელური დეტექტორები. რიგ შემთხვევებში მათ მაღალი კოორდინატული სიზუსტე არ მოეთხოვებათ და ტრიგერული სწრაფი კამერები კომბინირდებიან კოორდინატულ დეტექტორებთან. ამის მაგალითია დიდ ადრონულ კოლაიდერზე სწრაფი RPC კამერების გაერთიანება კოორდინატულ MDT-კამერებთან (ექსპერიმენტი ATLAS). გრძელი სცინტილატორული მთვლელები კარგავს დროითი გარჩევისუნარიანობის მაღალ მახასიათებელს, რადგან ფილას შორი წერტილიდან ფოტონების ფოტომილაკამდე მოსვლის დროში უკვე შემდეგი ურთიერთქმედებიდან მოსული ნაწილაკის ინფორმაციასთან ზედდებას ექნება ადგილი. ტრიგერის გამოსამუშავებლად ტრეკების გადარჩევისას მოხდება აღრევა. ასე რომ, ამ პარამეტრის გასაუმჯობესებლად საჭიროა დეტექტორის სასიგნალო არეების სტრუქტურულიზაცია.

მაღალი დატვირთვის უნარიანობა ერთ-ერთი გამოვლინებაა დროითი გარჩევისუნარიანობისა. ეს სიდიდე იზომება ერთეულებში $1/(\text{წმ}\cdot\text{სმ}^2)$ და

წარმოადგენს დრო/ფართობის ერთეულებში ნაწილაკთა მაღალი რაოდენობის დარეგისტრირების უნარს. იგი არსებითია ურთიერთქმედების წვეროსთან ახლოს განლაგებული დეტექტორებისათვის. აქ დროის ფაქტორი მნიშვნელოვანია ურთიერთქმედებების მაღალი სიხშირის გამო, კოორდინატული ფაქტორი კი ყურადღებას იმსახურებს დაბადებულ მეორად ნაწილაკთა მრავლობითობის გამო - ისინი ჯერ არ არიან სივრცეში გაშლილები. ამიტომაც წვეროს უბანი მიკროსტრუქტურული დეტექტორების აქტიური მოხმარების ადგილია. აქ კოორდინატული დეტექტორის ჩადგმის აუცილებლობა გამოწვეულია სწრაფად დაშლადი მეორადი ნაწილაკების დაშვების აუცილებლობით. მაგალითად, იტალიის ქ. ფრასკატის ამაჩქარებელზე დანადგარი KLOE-ს კოორდინატული ცილინდრული მავთულოვანი კამერა ურთიერთქმედების წვეროდან 25 სმ დაშორებით არეგისტრირებს ნაწილაკებს. ფიზიკური პროგრამა შეისწავლის ნეიტრალური კაონების დაბადებას და ამ კამერამდე K_S^0 ვეღარც კი ასწრებს მისვლას - იშლება მანამდე. სწორედ ამ მეორადი დაშლის წვეროს ზუსტად აღსადგენად ურთიერთქმედების წვეროს უშუალო სიახლოვეში დამატებული იქნა ცილინდრული GEM-კამერა, რომლის ერთ-ერთი მახასიათებელი მაღალ დატვირთვაზე მუშაობის უნარია, კოორდინატულ მაღალ სიზუსტესთან პარალელურად. დიდ ექსპერიმენტებში ურთიერთქმედების წვეროდან შორს განლაგებულ დეტექტორებში ეს პრობლემა არ დგას, რადგან მაგნიტურ ველში გაშლის გამო ორი ნაწილაკის მიკრონულ მანძილებზე სიახლოვის ნაკლები ალბათობაა. მაგალითია „ატლას“ ექსპერიმენტის MDT კამერები 15 მმ-იანი დრეიფის ზონით მშვენივრად მუშაობენ წვეროდან რამდენიმე მეტრის დაცილებით, იგივე კამერები, ახლოს წვეროსთან, დანადგარის დეტექტორული გადახალისების პერიოდში შესაცვლელი გახდა კოლაიდერის მაღალ ინტენსივობაზე გადასვლის გამო.

მკვდარი დრო ძველი ტრეკული დეტექტორების მნიშვნელოვანი მახასიათებელი იყო. ეს არის დროის მონაკვეთი, როცა დეტექტორი ურთიერთქმედების დასარეგისტრირებლად არაა მზად. სწორედ ამ პარამეტრმა გამოიწვია ვილსონის, ბუმტოვანა და ნაპერწკლურ-სტრიმერული კამერების იდეური მოძველება. თანამედროვე დეტექტორები ისეა მოწყობილი, რომ ერთ ელემენტზე სიგნალის მიღების პროცესი არ იწვევს მთელი დეტექტორის გათიშვას, იგი მგრძნობიარე რჩება თუნდაც შემდეგი ურთიერთქმედებების ჩასაწერად, ანუ შემთხვევების ზედდებას დეტექტორი ნორმალურად აღიქვამს და გარკვეულ დონემდე არ ჰკარგავს საჭირო ინფორმაციებს. (ამ ზედდებების გარჩევა უკვე სხვა სისტემების ამოცანა და თავსატეხია).

ნულოვანი მკვდარი დროის მქონე დეტექტორი ფოტომულსიაა.

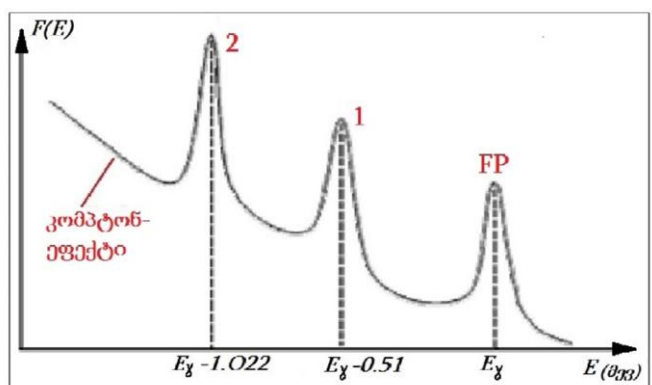
ენერგეტიკული გარჩევის უნარიანობა ახასიათებს დეტექტორებს, რომლებშიც ნაწილაკის მიერ შეტანილი შემფოთება მათი ენერგიის შესაბამისად ხდება. ეს პარამეტრი გვეუბნება, თუ რამდენად ახლოს შეიძლება იყოს ენერგეტიკული სპექტრის ორი ხაზი, რომელთაც დეტექტორი გაარჩევს და არ აღიქვამს, როგორც ერთს. სიდიდე გამოისახება პროცენტულად და ასახავს ენერგეტიკული განაწილების სპექტრში განაწილების ნახევარსიმაღლეზე ენერგიის (ΔE) შეფარდებას პიკურ მნიშვნელობასთან (E) :

$$\eta(E) = \frac{\Delta E}{E} \cdot 100\% \quad \{8-1\}$$

პირველ რიგში η -ს განსაზღვრავს დეტექტორის სამუშაო გარემოს იონიზაციის ხარისხი. ენერგეტიკული კარგეების გამო დეტექტორის გარემოს გადაეცემა ინფორმაცია, რომელიც სათანადო გათვლების შემდეგ დამცემი ნაწილაკის ენერჯის შეფასების საშუალებას იძლევა. ამგვარი ინფორმაციის ამოღება პირველი თაობის დეტექტორებიდანაც იყო შესაძლებელი - იონიზაციური მთვლელები, ტრეკული კამერები ინახავდნენ საჭირო ინფორმაციას. დიდი სიზუსტე ამ მხრივ არ იყო, მაგრამ ექსპერიმენტული კვლევების დასაწყისში სავსებით დამაკმაყოფილებელ შედეგს იძლეოდა. დღეისათვის ამ მიმართულებით სამუშაოდ კალორიმეტრული და ნახევარგამტარული დეტექტორები არიან გამიზნულები. შედარებით მაღალი ცდომილება კოორდინატული სიზუსტის მხრივ ადრონულ კალორიმეტრში კომბინირებული კოორდინატული დეტექტორებით კომპენსირდება, ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები კი თავადაც მაღალი სიზუსტის კოორდინატას იძლევიან დამცემი ელექტრონისა და ფოტონის ენერჯის გაზომვის პარალელურად. მაღალი ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანი დეტექტორები გასაზომი ნაწილაკის სრულ შთანთქმვაზე „მუშაობენ“, ამიტომ, როგორც წესი, ისინი ექსპერიმენტულ დანადგარებში ამ ნაწილაკების მარეგისტრირებელი ტრეკული დეტექტორების შემდეგ თავსდება.

დეტექტორის გამომახილის ფუნქცია ძველი ფორმაციის დეტექტორებში ნაწილაკის ან პროცესის წინასწარი იდენტიფიკაციისათვის გამოიყენებოდა. თანამედროვე დეტექტორების უმრავლესობა მიღებულ სიგნალს მომდევნო ელექტრონულ-ლოგიკურ სქემებში აგზავნის ლოგიკური სიგნალის სახით, ანუ ციფრულ სიგნალში დეტექტორიდან მიღებული სიგნალის ამპლიტუდა და ფორმა უკვე წაშლილია. კალორიმეტრიაში, სადაც ჯერ კიდევ ანალოგური სიგნალით ხდება ოპერირება, მიღებული სიგნალების ამპლიტუდური განაწილებით შესაძლებელია დამატებითი ინფორმაციის ამოღება. იგივე შეიძლება ვთქვათ ნახევარგამტარულ დეტექტორებზეც. მაგალითად, გერმანიუმის (Ge) ნახევარგამტარული

დეტექტორის მონოენერგეტიკული γ -კვანტებით ბომბარდირებისას ამპლიტუდების სპექტრის განაწილება გვაძლევს წარმოდგენას დეტექტორში სიგნალის წარმოშობის ბუნებაზე. γ -კვანტი მიმღებ გარემოში იძლევა ფოტოეფექტს, წყვილურ დაბადებას, კომპტონურ გაბნევას. ფოტოეფექტიდან მიღებული ელექტრონები მთლიანად



სურ.8-1: დეტექტორის გამომახილის ფუნქციის მაგალითი.

შთანთქმება გარემოში, ამიტომ მისგან მიღებული ენერჯია სრულად შეესაბამება დამცემი γ -კვანტის ენერჯიას, ასე რომ ამპლიტუდური სპექტრი იქნება δ -ფუნქცია,

თუმცა დეტექტორის ფლუქტუაციების გამო წარმოგვიდგება ვიწრო გაუსის განაწილების სახით (ე.წ. ფოტოპიკი). კომპტონური გაბნევის სპექტრი პირიქით, ყველანაირი ენერგიებითაა შევსებული, ამიტომ იგი გრაფიკზე ჰორიზონტალური ხაზის სახით წარმოგვიდგება. ამას გარდა, თუ დამცემი γ -კვანტის ენერგია მეტია წყვილის წარმოქმნის ზღურბლზე ($E_\gamma > 2m_e$), მაშინ შესაძლებელია e^+e^- კონვერსიული წყვილის წარმოქმნა და ამპლიტუდურ სპექტრს დაემატება კიდევ ორი პიკი, ფოტოპიკის მარცხნივ m_e და $2m_e$ დისტანციებზე, რაც კონვერსიით დაბადებული პოზიტრონის ანიჰილაციით მიღებული ერთი ან ორივე γ -კვანტის დეტექტორის არედან დაკარგვას შეესაბამება. სურათზე მოყვანილია დეტექტორის გამომახილის ფუნქციის ჯამური სახე აღწერილი პროცესისათვის. სურ.8-1-ზე FP ფოტოპიკია, 1 და 2 კი პიკები, რომლებიც 1 ან 2 ანიჰილაციური -კვანტების დაკარგვას შეესაბამება. დეტექტორის ეფექტურობა მაღალი ენერგიებისკენ ეცემა, ამიტომ ჯამური ხაზი ამ მხარეს დაბლაა დაწეული.

9. ტრეკული კამერები

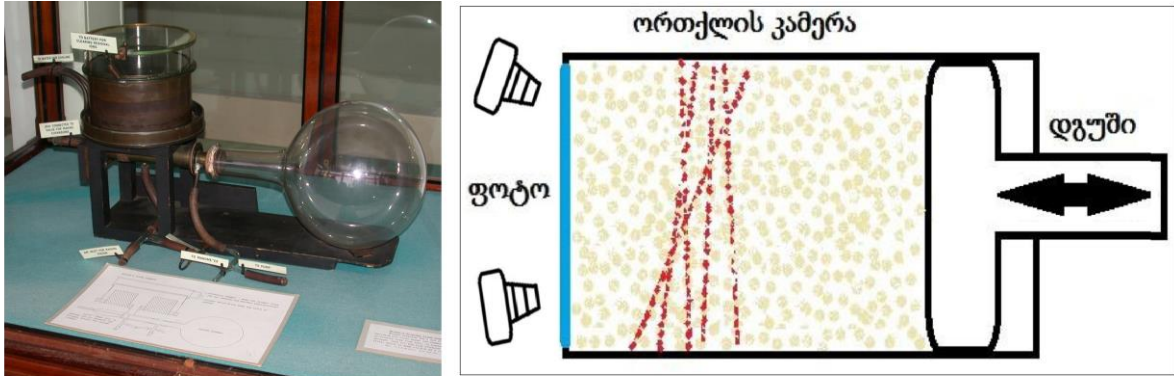
ტრეკული დეტექტორი არის ხელსაწყო, რომელიც ახდენს მის აქტიურ ზონაში გამავალი ელემენტარული ნაწილაკის უხილავი კვალის (ტრეკის) ვიზუალიზაციას. ეს ხდება ნაწილაკის მიერ დეტექტორის სამუშაო გარემოს იონიზაციით, რომელიც შემდგომში დაიმზირება მეორადი გამოვლენების საშუალებით - ნივთიერების ფიზიკური მდგომარეობისა თუ ქიმიური შემადგენლობის ცვლით. ტრეკულ დეტექტორებს მიეკუთვნება ვილსონის, ბუშტოვანი, ნაპერწკლოვანი და სტრიმერული კამერები, ასევე ფოტომულსიები. ამ კლასის დეტექტორები უკვე აღარ გამოიყენება თანამედროვე ექსპერიმენტებში, თუმცა მაინც უნდა ვიცოდეთ მათი მოქმედების შესახებ არა მარტო ისტორიის თვალსაზრისით - ტექნოლოგიების განვითარება ძველ მეთოდებს ახლებურად წარმოგვიდგენს და შესაძლებელია ზოგიერთი მათგანი ისევ წარმოჩნდეს სპეციფიკური ექსპერიმენტების დაგეგმარებისას. ამის მაგალითად შეიძლება ავიღოთ ფოტომულსიების მიმართ ბოლო დროს გაღვივებული ინტერესები.

პირველ რიგში გავარკვიოთ, თუ რა არის ამ დეტექტორების „დაძველების“ მიზეზები. ამისათვის გავიხსენოთ, რა ამოცანები იდგა ექსპერიმენტატორების წინაშე ელემენტარული ნაწილაკების კვლევების გარიჟრაჟზე და რა ხდება ახლა. 100 წლის წინ ჯერ კიდევ არ იყო გარკვეული ნაწილაკთა ბუნება, თვისებები, ელექტრული მუხტიც კი. ექსპერიმენტები ტარდებოდა მათზე დასაკვირვებლად, თუ როგორ იქცევა ეს ნაწილაკი ელექტრომაგნიტურ ველში, დაჯახებისას ნივთიერებასთან და რა ტიპის გაბნევები ხდებოდა ამ დაჯახებებისას. ეს ძირითადად ბუნებრივი რადიაქტიურობით მიღებული გამოსხივების შესწავლა იყო. შემდგომში, როცა გამოჩნდა პირველი ამაჩქარებლები და კოსმოსური სხივები, უკვე შესასწავლი გახდა ნაწილაკთა სხვა ნივთიერებაზე არადრეკადი გაბნევის პროცესები. ანუ გამოჩნდა მეორადი ნაწილაკები, და ექსპერიმენტატორთა წინაშე დადგა ამოცანა შეესწავლათ დაბადებულ მეორად ნაწილაკთა მრავლობითობები, იმპულსების გადანაწილებები - იმ ენერგიებზე ტრეკული კამერები საკმარისი იყო მიღებული ურთიერთქმედებების სტატისტიკური უზრუნველყოფისათვის. ანუ შეისწავლებოდა საკმაოდ დიდი ალბათობით (კვეთით) მიმდინარე პროცესები. ჩამოთვლილი ტრეკული კამერებიდან ინფორმაცია ფოტორეგისტრაციით მიიღებოდა. ფოტოკადრების გადაღებისას დეტექტორი და ფოტორეგისტრატორი ხელახლა სამუშაო რეჟიმში შესვლას და ახალი ტრიგერის მიღებას რამდენიმე წამს უნდებოდა.

თანამედროვე ფიზიკური ამოცანები მცირეკვეთიანი პროცესების შესწავლას მოითხოვს. ამ დროს ექსპერიმენტული დანადგარით წამში მილიონობით პროცესის ჩანაწერი კეთდება და ამგვარ ტექნოლოგიებში ტრეკული კამერების გამოყენება გამორიცხულია. ფოტომულსიებში დაფიქსირებული ინფორმაციის ამოღება ასევე რთული და ხანგრძლივი საკითხია. თანამედროვე მაღალი ინტენსივობის ექსპერიმენტებში ტრიგერული გადარჩევის გარეშე ჩანაწერების გაკეთება კი ემულსიების გამოყენებას შეუძლებელს ხდის.

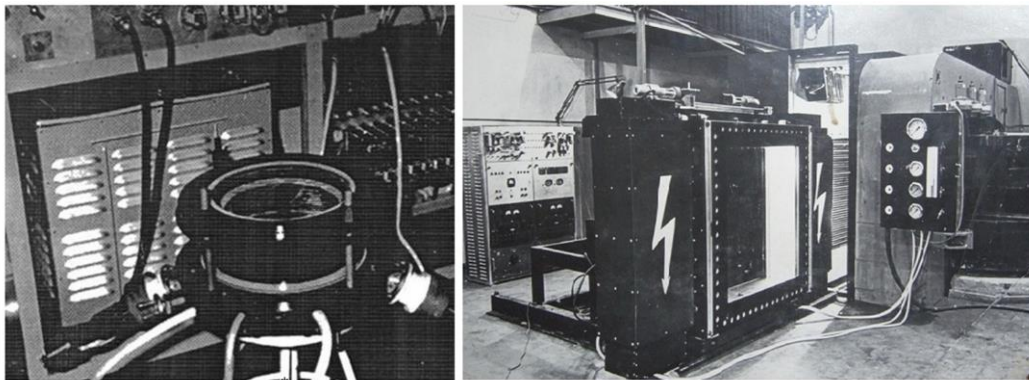
• ვილსონის კამერა

პირველი ტრეკული დეტექტორი ჩარლზ ვილსონმა შექმნა 1912 წელს. ჭურჭელი, რომელსაც ერთი კედელი ჰქონდა მინის, ივსებოდა მაღალტემპერატურული გაჯერებული ორთქლით (წყლის, ეთილის სპირტის, ჰელიუმისა და არგონის ნარევი). საჭირო მომენტში კამერის მეორე კედელში ჩამონტაჟებული დგუში სწრაფად გადაადგილდებოდა და ჭურჭლის შიდა



სურ.9-1: ვილსონის კამერა კემბრიჯის მუზეუმში და კამერის მუშაობის სქემა

მოცულობა იზრდებოდა. ადიაბატურად მიმდინარე პროცესში ეს გაფართოება იწვევს ტემპერატურის მკვეთრ დაცემას. შემავსებელი ორთქლი მცირე დროის განმავლობაში რჩება არამდგრად, გადაჯერებულ მდგომარეობაში. წესით ამ ტემპერატურაზე უნდა მომხდარიყო ორთქლის კონდენსირება, მაგრამ პროცესი დამუხრუჭებულია კონდენსაციის ცენტრების არარსებობის გამო, მოცულობაში კი მეტი ორთქლია, ვიდრე ამ დავარდნილ ტემპერატურაზე უნდა ყოფილიყო.



სურ.9-2: ვილსონის კამერები ბაქსანის ლაბორატორიიდან (მარცხნივ) და ცხრა-წყაროს კოსმოსური სხივების ფიზიკის მაღალმთიანი სადგურიდან (მარჯვნივ)

სწორედ ამ მომენტში, ჭურჭლის მოცულობაში გამავალი ნაწილაკები ტოვებენ იონების ჯაჭვს - იონიზაციის მიზეზი ნაწილაკების ორთქლის მოლეკულებთან დაჯახებებია. არამდგრად გადაჯერებულ ორთქლში იონები ხდებიან ორთქლის კონდენსაციის ცენტრები და ამგვარად ნაწილაკის კვალი ორთქლში შეტივტივებული წვეთების სახით წარმოგვიდგებოდა. ფოტოკამერებით ხდებოდა ამ მომენტის გადაღება.

ამის შემდეგ მიღებული მასალის დამუშავება იძლეოდა გარკვეულ ინფორმაციას - წვეთების სიხშირე და ტრეკის სისქე შეესაბამებოდა იონიზაციის

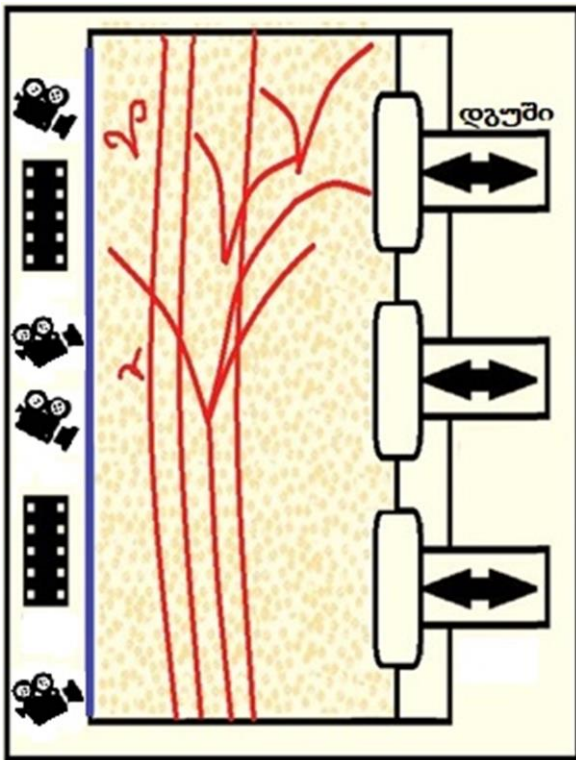
სიმკვრივეს, ანუ ნაწილაკის მუხტს. ამას გარდა, თუ ტრეკი კამერის არეში ჩერდებოდა, შეიძლებოდა ენერგიის შეფასება. შემდგომში კამერა მაგნიტურ ველში მოათავსეს და ტრეკის სიმრუდის რადიუსითა და ლორენცის ფორმულით ნაწილაკის მუხტზე, ენერგიაზე უფრო ზუსტი ინფორმაცია გაჩნდა. ცნობილი მუხტის შემთხვევაში კი უკვე მასის შეფასების შესაძლებლობა წარმოიშვა.

პირველ ექსპერიმენტებში კამერა უმართავი იყო, ტრიგერის გარეშე. კამერის სამუშაო რეჟიმში დდადგომას რამდენიმე წუთი სჭირდებოდა და იგი იღებდა იმ მომენტში აქტიურ არეში მოხვედრილ ტრეკებს.

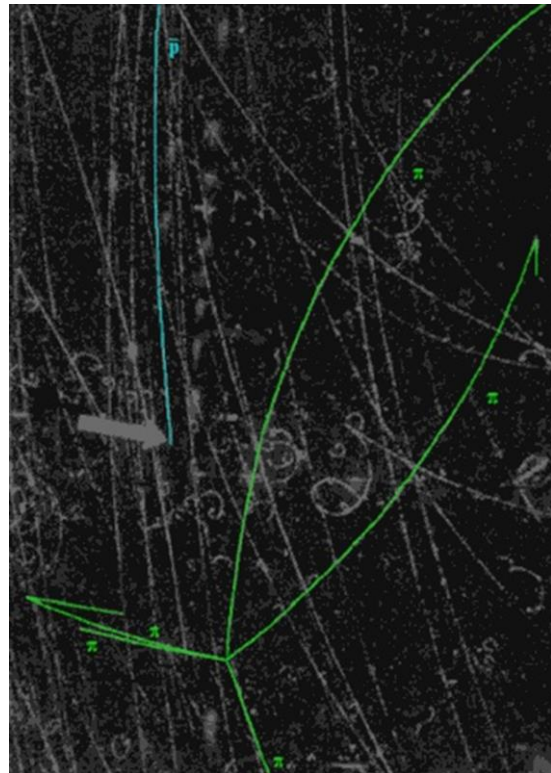
მიუხედავად ამოცანების სიმწირისა, ვილსონის კამერამ, რომელსაც თავად ავტორი „ორთქლის კამერას“ უწოდებდა, ფართო გავრცელება ჰპოვა და საკმაოდ დიდხანს შემორჩა ექსპერიმენტულ ფიზიკას. უნდა აღინიშნოს, რომ საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტის კოსმოსური სხივების ცხრა-წყაროს ლაბორატორიაში 1000 ტონიანი მაგნიტის პოლუსებს შორის თავდაპირველად სწორედ ვილსონის კამერები იყო მოთავსებული - 2 კამერა, თითოეული $2 \times 2 \times 0.4$ მ³ მოცულობით. ეს XX საუკუნის 60-70 -იანი წლებია. ამ დროს ვილსონის კამერა ტექნიკურად საკმაოდ დახვეწილ დანადგარს წარმოადგენდა, მაგრამ მაინც ვეღარ გაუძლო მართვად ნაპერწკლოვან კამერებთან კონკურენციას და მუზეუმებში გადაინაცვლა [9-1].

• **ბუმტოვანი კამერა**

ვილსონის კამერის შემდეგ ბუმტოვანი კამერის გამოჩენა (დონალდ გლეიზერი, 1952 წ.) უკვე დიდი წინსვლა იყო. ორთქლის ნაცვლად კამერის სამუშაო მოცულობა ივსებოდა დაბალი დუღილის ტემპერატურიანი სითხით (წყალბადი, ნეონი, პროპანი, ქსენონი...). ჭურჭელში თავსდებოდა სითხე დუღილისაზე ოდნავ ნაკლები ტემპერატურით. საჭირო მომენტში დგუმებით მოცულობის სწრაფი ზრდა იწვევდა წნევის დაცემას და სითხის გადადუღებულ მდგომარეობაში გადასვლას - სითხის მიმდინარე ტემპერატურა ამ დროს ხდებოდა მოცემული წნევისათვის შესაბამისი დუღილის ტემპერატურაზე მეტი. დუღილის დასაწყებად ყოველთვის საჭიროა ე.წ. დუღილის ცენტრები, მაგრამ კამერის სითხე თავისუფალი იყო ყოველგვარი მინარევისაგან, ამიტომაც ყალიბდებოდა ე.წ. გადადუღებული, არამდგრადი მდგომარეობა. დუღილის პროცესის დამწყებად ამ დროს მასში წარმოქმნილი ელექტრონები და იონები გვევლინებოდა, რომლებიც მიიღებოდნენ სითხეში დამუხტული ელემენტარული ნაწილაკების გავლის შედეგად, იონიზაციით. ამ დროს ნაწილაკი სითხის ატომებიდან ამოაგდებს სხვადასხვა ენერგიის ელექტრონებს. ენერგიული ელექტრონები თავის მხრივ იწვევენ დამატებით იონიზაციას და ხდება ჯაჭვური



სურ.9-3: ბუმტოვანი კამერას სქემა



სურ.9-4: ანტინეიტრონის დაზადება ბუმტოვან კამერაში

გამრავლება. დაჯახებები იწვევენ ენერგიის კარგვას, რაც სითხოს გამოყოფაში გამოიხატება. ამრიგად, ამ წერტილებში წარმოიქმნება დუღილის ბუმტულეების ჩანასახები. გამოყოფილი სითხო იწვევს შიდა აორთქლებას ამ ჩანასახების გარშემო და წარმოიქმნება ბუმტულა, რომელიც გარე მაღალი წნევის გამო ჯერ

პატარა ზომისაა. კამერის წნევის დაცემის შედეგად ბუმტულები შიდა წნევის გამო უცებ იზრდიან რადიუსს და ხდებიან ხილულები.

გამავალი ნაწილაკის კვალზე ჩნდება დუღილის ბუმტულების ჯაჭვი. მიღებული ტრეკებიანი კამერის მოცულობა მყისიერად ფოტოგრაფირდება, რისთვისაც საჭიროა მათი სინქრონულად მომენტალური განათება.

მოვლენის სრული სურათის აღსადგენად ხდებოდა სტერეოფოტოგრაფირება, ანუ კამერას იღებდა ორი მაინც ფოტოკამერა, ერთმანეთის მიმართ გარკვეული კუთხით განთავსებული. გრძელი კამერის შემთხვევაში ასევე რამდენიმე წყვილი ფოტოკამერა გამოიყენებოდა, ამასთან მათი ხედვის არელების მცირედი გადაფარვა იყო საჭირო, რათა ფილმური მასალის დამუშავების დროს ტრეკები სწორად „შეიკეროს“, ანუ ყოველ ტრეკს თავისი გაგრძელება სწორად მოეძებნოს.

ვილსონის კამერასავით, ბუმტოვანა კამერა უმართავი იყო. ბუმტულების ჩანასახურ მდგომარეობაში მოცდის დრო საკმარისი არ იყო, რომ მიღებული ყოფილიყო ტრიგერული თანხმობა სასურველ პროცესზე. ამას გარდა ურთიერთქმედების შედეგად დაბადებული ნაწილაკები უმეტესად კამერაშივე ჩერდებოდნენ და ტრიგერული დეტექტორებისთვის მიუწვდომლები იყვნენ. წნევის დაცემაზე სასტარტო სიგნალი მოდიოდა მხოლოდ ამაჩქარებლიდან კამერაში ნაწილაკების შესვლის შესახებ ტრიგერული თანხმობიდან.

პროგრესი კი ვილსონის კამერასთან შედარებით იყო შედარებით მცირე მკვდარი დრო და სამუშაო სითხის მაღალი სიმკვრივე, რაც რამდენიმე რიგით აღემატებოდა ვილსონის კამერის ორთქლის სიმკვრივეს. ეს დამუხტული ნაწილაკის მიერ კამერაში რეაქციის მოხდენის ალბათობას ზრდიდა. ეფექტურობის გაზრდის მიზნით კამერაში რამდენიმე დამცემი ნაწილაკი ერთდროულად შედიოდა, რათა ურთიერთქმედების ალბათობა კიდევ გაზრდილიყო.

სითხის დიდი სიმკვრივე ასევე ნაწილაკის კამერის მოცულობაში გაჩერებასაც უწყობდა ხელს. ეს ფაქტორი ნაწილაკის ენერჯის შესაფასებლად იყო საჭირო. დიდი სიმკვრივე ასევე ნეიტრალური γ -კვანტების კონვერსიის ფაქტორი



სურ.9-5: ბუმტოვანი კამერა ცერნის ეზო-მუზეუმში

იყო - კამერის სურათებში ნათლად ჩანს e^+e^- წყვილების დაბადების დამახასიათებელი რკალები.

კომპიუტერულმა ტექნოლოგიებმა გაამარტივა ბუმტოვანი კამერიდან მიღებული ინფორმაციის დამუშავების პროცესი, რადგან ფილმური მატერიალის ვიზუალური გასინჯვა და დამუშავება დიდ დროსა და რესურსებს მოითხოვდა. შესაბამისად, ბუმტოვანი კამერებიდან მიღებულმა მნიშვნელოვანმა ფიზიკურმა შედეგებმაც არ დააყოვნა.

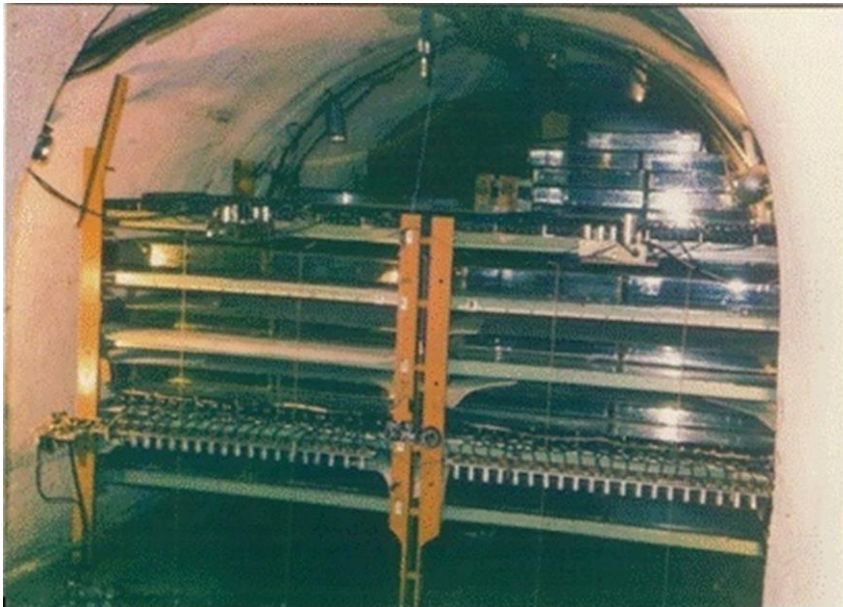
მაგალითისათვის, ფოტოზე (სურ.9-4) წარმოდგენილია ბერკლიში (აშშ), ლოურენსის ლაბორატორიაში პროპანის ბუმტოვან კამერაში აღმოჩენილი (1958 წ.) ანტინეიტრონის დაბადების რეაქცია ანტიპროტონ-პროტონ ურთიერთქმედებაში. ისრით მითითებულია გადამუხტვის $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$ რეაქციის წერტილი. დაბადებული 50 მეგ ენერჯის ანტინეიტრონი 9.5 სმ მანძილის შემდეგ ანიჰილირდება პროტონზე:

$$\bar{n} + p = 3\pi^+ + 2\pi^- + x\pi^0$$

ძირითადი, რაც ბუმტოვანი კამერების უარყოფის მიზეზი გახდა, მისი დაბალი სისწრაფეა ელექტრონულ დეტექტორებთან შედარებით. კამერის შიგთავსის ისევ საწყის რეჟიმში მოყვანა ძვირად ღირებულ ამაჩქარებლის დროს ფუჭად კარგავდა, იშვიათი რეაქციების დამზერა შეუძლებელი იყო უმართავობის გამო. ამასთან, სამიზნის უშუალოდ კამერის ზონაში მოთავსებაც პრობლემატური იყო და რეაქციები კამერისავე სითხის ატომების ბირთვებზე ურთიერთქმედებებით შემოიფარგლებოდა. კრიოგენული სისტემა ძვირადღირებულ მომსახურებას მოითხოვდა ასევე.

- **ნაპერწკლოვანი კამერა**

ამ პერიოდში გარკვეული მოთხოვნა გაჩნდა ე.წ. ნაპერწკლოვან კამერებზე. მითითებული პრობლემებიდან მათი საშუალებით ბევრი არ გვარდებოდა, მაგრამ დიდი პროგრესი იყო მათი დამზადების მხრივ - მარტივი კონსტრუქციის გამო მათი შექმნა სწრაფად და მინიმალური დანახარჯებით იყო შესაძლებელი. ამის გარდა ნაწილაკთა რეგისტრაციისას კამერების მომსახურეობა უსაფრთხო და მარტივი იყო. პირველი კამერა 1957 წელს გაკეთდა. პარალელურად განთავსებული ლითონის ელექტროდები მორიგეობით იყო ჩართული დადებით და უარყოფით ძაბვებთან. კამერის სისქე რამდენიმე მილიმეტრიდან 20 -25 სმ-მდე შეიძლება ყოფილიყო. მთავარი იყო ამ დიდი დისტანციისათვის საკმარისი მაღალი ძაბვის ორგანიზება (20 კვ/სმ). სამუშაო გაზად ინერტული არგონის გამოყენება იყო საკმარისი. ელემენტარული ნაწილაკის გავლის შემდეგ გაზის იონიზება იწვევდა ამ ადგილებზე ელექტრულ გარღვევას. ეს ნაპერწკლები კი ფოტოაპარატების სისტემებით ფიქსირდებოდა და ფილმური მასალის შემდგომი დამუშავებით ტრეკების აღდგენა დიდი სირთულე აღარ იყო.



სურ.9-6: ნაპერწკლოვანი კამერები საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტის თბილისის კოსმოსური სხივების ლაბორატორია-გვირაბში.

როგორც აღვნიშნეთ, სიმარტივისა და სიიაფის გამო კამერები სწრაფად გავრცელდა ექსპერიმენტებში. მაღალი ძაბვის წყაროდ უკვე აღწერილი მარქსის გენერატორი გამოიყენებოდა. მივაქციოთ ყურადღება, რომ კამერა ურთიერთქმედების მოლოდინში არ იყო ძაბვის ქვეშ - მაღალი ძაბვა და მარქსის გენერატორის განმუხტვა ტრიგერული თანხმობიდან მოსული სიგნალით ინიცირდებოდა, ესეც დიდი პლიუსი იყო, მაგრამ შემდგომ გენერატორის კონდენსატორების დამუხტვის სისწრაფე დეტექტორის „მკვდარ დროს“ ზრდიდა. მაგნიტურ ველში კამერების შრეების განლაგებით ტრეკის გადახრის დაშვების საშუალება იყო. გასული საუკუნის 70-80-იან წლებში ქ.პროტვინოს 70 გეე-იან ამაჩქარებელზე მოქმედებდა ექსპერიმენტი МИС-ИТЭФ, პროტონ-პროტონულ ურთიერთქმედებებში ნეიტრალური უცნაური ნაწილაკების წყვილების

დაბადების შესასწავლად [9-2]. 6-მეტრიანი მაგნიტის შახტა შევსებული იყო ნაპერწკლოვანი კამერებით, რომელთა ელექტროდები თხელი ფოლგებისაგან იყო დამზადებული, რათა შემცირებულიყო ნივთიერების რაოდენობა მეორად ნაწილაკთა გზაზე. ინფორმაცია კამერებიდან ჯერ ოპტიკური მეთოდით იხსნებოდა, შემდგომში დანადგარისა და ნაპერწკლოვანი კამერების მოდერნიზაცია ჩატარდა. გაკეთდა მავთულოვან ელექტროდებიანი ნაპერწკლოვანი კამერები ინფორმაციის ელექტრონული კითხვით. კამერებით მიღებული ტრეკების სიზუსტე საკმარისი იყო ნეიტრალური კაონებისა და λ - λ პერონების კინემატიკური მახასიათებლების განსასხვავებლად.

დამზადების და მომსახურების სიმარტივემ განაპირობა გასული საუკუნის

80-იან წლებში, გ.ჩიქოვანის სახელობის მაღალმთიანი ცხრა-წყაროს ლაბორატორიაში ექსპერიმენტული დანადგარის მოდერნიზება - მაგნიტური შახტის ზემოთ და ქვემოთ დადგმული იქნა მავთულოვან-ელექტროდებიანი ფართოფორმატიანი

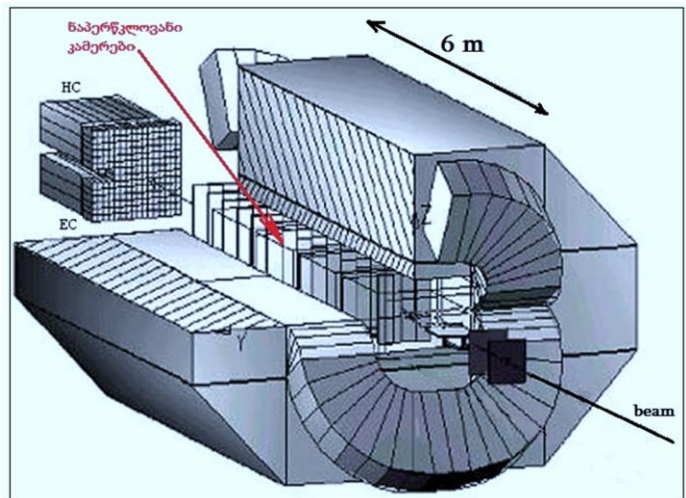
ნაპერწკლოვანი კამერები, 25 სმ დისტანციით ელექტროდებს შორის. კამერების დამზადება ამავე მაღალმთიანი ექსპედიციის კორპუსში ხდებოდა, რაც სწორედ ტექნოლოგიურ სიმარტივეზე მიუთითებს.

ამას გარდა, კოსმოსურ სხივებზე მცირე დატვირთვების გამო არ იყო საჭირო სამუშაო გაზის მუდმივი ცვლა. არგონით შევსებული კამერა ჰერმეტიულად იხურებოდა და ესეც მაღალმთიანი ლაბორატორიისათვის მოსახერხებელი იყო.

შედარებით ვიწროჭრილიანი ნაპერწკლოვანი კამერები ასევე საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტის თბილისის კოსმოსური სხივების ლაბორატორიაში, მთის სიღრმეში შეჭრილ გვირაბში იყო განთავსებული (სურ.9-6). ტრეკების რეგისტრაცია ფოტოფირზე ხდებოდა და ინფორმაცია სინქრონიზირდებოდა მთის თავზე მოთავსებულ სხვა დეტექტორებთან.

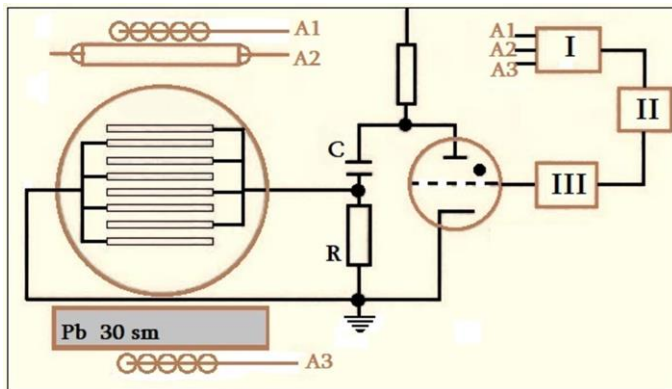
ელექტრონული გარღვევა კამერაში ნანოწამების განმავლობაში ფორმირდება. ამ დროს შექმნილი იონური ღრუბელი კამერის ეფექტურობისათვის საფრთხეს წარმოადგენს. დიდ დატვირთვაზე მომუშავე კამერებში ელექტროდებზე პასიურ პერიოდში ედებოდა ე.წ. „გამწმენდი“ ძაბვა - მცირე სიდიდის უკუპოლარობის ძაბვა იონური ღრუბლისაგან ასუფთავებდა სამუშაო არეს.

შედარებით დიდი მკვდარი დროს გარდა ნაპერწკლოვან კამერების ნაკლად უნდა ჩაითვალოს ის გარემოება, რომ ელექტროდებს შორის გარღვევა სრულად არ ასახავდა ნაწილაკის ტრაექტორიას - გარღვევა ხდება ელექტროდების პერპენდიკულარული მიმართულებით, მათ შორის უმოკლეს მანძილის



სურ.9-7. MIS-ITEF ექსპერიმენტული დანადგარი ნაპერწკლოვანი კამერებით [9-2]

შესაბამისად. დახრილი ტრეკების გარღვევები კი დახრის კუთხის შესაბამისად კამერაში უფრო სიგანეში განეფინებოდა და ამით ტრეკის კოორდინატა სიზუსტეს კარგავდა. ამის გამო ფართოჭრილიანი კამერები პირდაპირი ტრეკებისათვის, უფრო კოსმოსური სხივების ფიზიკის ექსპერიმენტებში იდგმებოდა, ამაჩქარებლის მაგნიტურ სპექტრომეტრებში კი გადახრილი ტრეკების



სურ.9-8: მართვადი ნაპერწკლოვანი კამერის სტენდი [9-3].

შესასწავლად ვიწროჭრილიანი დეტექტორები იყო უფრო გამოსადეგი.

ინფორმაციის ოპტიკური კითხვა თანდათან შეიცვალა ელექტრონული მეთოდებით, რადგან ფოტორეგისტრაცია საგრძნობლად ანელებდა მასალის დაგროვების პროცესს, ასევე მის შემდგომ დამუშავებას.

პიეზოკრისტალების საშუალებით აკუსტიკური

მეთოდიც კი დაინერგა, როცა ელექტრული გარღვევის ადგილიდან წამოსული ბგერითი ტალღა ამ კრისტალის მცირე დეფორმაციას იწვევდა და შესაბამისად ძაბვის იმპულსი გამოიმუშავდებოდა.

ნაპერწკლოვანი კამერიდან ინფორმაციის წაკითხვის მაგნიტოსტრიქციული მეთოდი იყო საშუალება მეორე კოორდინატის მიღებისა. მავთულებიან ელექტროდებიან კამერაში ელექტრული გარღვევა მხოლოდ მავთულების გარკვეულ ჯგუფს მოიცავდა, რითაც ამ მავთულების ადგილმდებარეობის მიხედვით ერთი კოორდინატა იოლად ფიქსირდებოდა. მეორეს მხრივ, თუკი მავთული ფერომაგნეტური ნივთიერებისაგან არის დამზადებული (Ni, ...), იგი დამაგნიტების შემთხვევაში იცვლის სიგრძეს. ყოველი მავთულის ბოლოს მიმაგრებული იყო წამკითხველი ელექტრონიკა, რომელიც იტვირთებოდა ინფორმაციით, როცა ნაწილაკი ამ მავთულთან იწვევდა გარღვევას და მასში მექანიკური რხევების აღძვრას. რხევითი ტალღის მავთულის ბოლომდე მოსვლის დაყოვნებით შეიძლებოდა გამოთვლა, თუ რა ადგილას მოხდა ნაპერწკლის წარმოქმნა მავთულზე, ანუ მავთულის გასწვრივ კოორდინატაც ფიქსირდებოდა. ეს მეთოდი იძლეოდა კოორდინატულ სიზუსტეს 1 მმ-ის ფარგლებში.

ინფორმაციის ელექტრონულმა წაკითხვამ ნაპერწკლოვანი კამერები სიზუსტის მიხედვით ბუმტოვანი კამერების რიგში დააყენა, წამში 100 ჰერცი სიხშირე კი უკვე დიდი პროგრესი იყო იმ პერიოდის ექსპერიმენტული დანადგარებისათვის. უნდა აღინიშნოს საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტში გასული საუკუნის 60-იან წლებში ჩატარებული მეთოდური კვლევები ნაპერწკლოვანი კამერების შესწავლისა და სრულყოფის მიმართულებით. სურ.9-8-ზე ნაჩვენებია მართვადი ნაპერწკლოვანი კამერის ტესტირების სტენდი გეიგერის მთვლელების სამდონიანი ტრიგერით [9-3].

• სტრიმერული კამერა

ელემენტარული ნაწილაკი გაზურ გარემოში ტოვებს ამ გაზის იონების წყვილებს, რაც ტრეკის დამზერის საშუალებას იძლევა: ორთქლის წვეთების სახით



სურ.9-9: სტრიმერული კამერის შემქმნელთა ჯგუფი: ვ.მიხაილოვი, გ.ჩიქოვანი, ვ.როინიშვილი

ვილსონის კამერაში, ბუმტულების სახით ბუმტოვან კამერაში, ნაპერწკლოვანი კამერა კი ამ ადგილას წარმოშობს ელექტრულ გარღვევას. თუ წვეთები და ბუმტულები ნაწილაკის ტრეკს მიჰყვებიან, ელექტრული გარღვევის დროს ეს ჯაჭვი იშლება. ნაპერწკლოვან კამერაში ტრეკის წერტილის დაფიქსირების სიზუსტე ამ კამერის ელექტროდებს შორის მანძილითაა განპირობებული და მაღალ მაჩვენებელს ვერ აღწევს.

ნაპერწკლოვანი კამერებზე მუშაობის დროს გ.ჩიქოვანის, ვ.როინიშვილისა და ვ.მიხაილოვის

მიერ მიგნებული იქნა მეთოდი, რომელიც ელექტრული გარღვევის გამო ტრეკის ამგვარ გადღაბნას იცილებდა.

განვიხილოთ გარღვევის წარმოშობის ეტაპები. მაღალ ელექტრულ ველში იონიზაციის შედეგად წარმოქმნილი ელექტრონ-იონები იწყებენ შესაბამისი ელექტროდების მიმართულებით მოძრაობას. მსუბუქი ელექტრონები სწრაფად იძენენ თავისუფალი განარბენის დროს დარტყმითი იონიზაციისათვის საჭირო ენერგიას და ხდება ელექტრონების დამატებითი ამოგდება გაზის ატომებიდან. ამავე დროს აღზნებული ატომებიდან ფოტონების გამოშვებაც ხდება. გარკვეულ მომენტში გარე ველი უტოლდება სტრიმერის შიდა ველს და ღვარის განვითარება წყდება. ამგვარად წარმოიშვება ლოკალური ღვარი, რომელიც შეიძლება გადაიზარდოს ელექტროდებს შორის გარღვევაში. მაგრამ თუ მაღალი ძაბვაც ელექტროდებიდან მოიხსნება, ღვარის შემდგომი განვითარება წყდება, პირველადი იონიზაციის კვალზე წარმოქმნილი მცირე ღვარები,



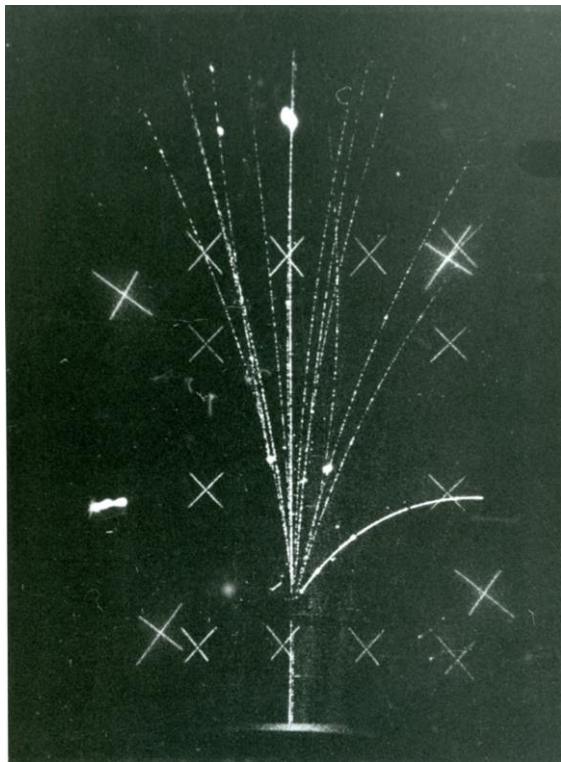
სურ.9-10: 5-მეტრიანი სტრიმერული კამერა ექსპერიმენტში RISK

რომლებსაც შემდგომში სტრიმერები ეწოდათ, რეკომბინაციის შედეგად წყვეტენ არსებობას. მომენტი, როცა სტრიმერი აღწევს მაქსიმალურ ზომას და ჯერ კიდევ არაა დაწყებული ელექტრული გარღვევა, შეიძლება იქნას ფოტორეგისტრატორებით დაფიქსირებული, როგორც მნათი ნაპერწკლების ჯაჭვი მაიონიზებელი ნაწილაკის კვალზე. მეორადი ელექტრონების გარდა სტრიმერი ფოტონურ კომპონენტასაც შეიცავს და ეს უკვე ხილულ სპექტრშიც დაიმზირება. ამგვარად, გვაქვს ნაწილაკის კვალის ვიზუალიზაციის შესაძლებლობა.

ნაწილაკის ენერგია გაზის იონიზაციის ხარისხზე აისახება. შესაბამისად, როცა კამერაში არის იონიზაციის გაზომვის შესაძლებლობა, ნაწილაკის იდენტიფიკაციის შესაძლებლობა ჩნდება. ეს ეფექტი სტრიმერული კამერიდან დამატებითი ინფორმაციის მიღების საშუალება გახდა სპეციალურად შექმნილი იონიზაციის მზომი აპარატურის დახმარებით. [9-4].

მეთოდი საკმაოდ მიმზიდველი გამოდგა ექსპერიმენტატორებისათვის. სტრიმერების სუსტი ნათების პრობლემა სწრაფად გადაიჭრა ელექტრო-ოპტიკური მილაკების, ანუ შუქის გამამლიერებლების დახმარებით. მაღალი ძაბვის მოთხოვნილებებს მარქსის გენერატორი სრულად აკმაყოფილებდა. სხვა კამერებისაგან განსხვავებით, სტრიმერული კამერის აქტიურ მოცულობაში შესაძლებელი იყო ბირთვული სამიზნეების, γ -კონვერსიის გამომწვევი მინების განთავსება.

1979 წელს საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტში დამზადებული იქნა $5 \times 1 \times 0.8$ მ³ ზომების სტრიმერული კამერა [4-3]. კამერა სამ

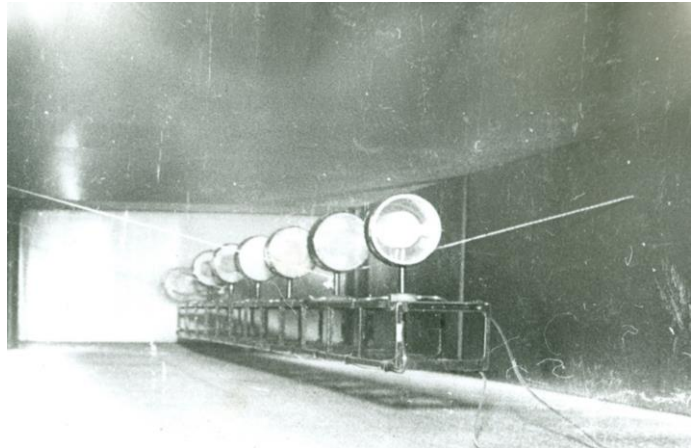


სურ.9-11: სტრიმერული ტრეკები

სექციად იყო დაყოფილი 20, 40 და 20 სმ სიმაღლეებით. ზედა და ქვედა ელექტროდებს ნულოვანი პოტენციალი ედებოდა, შიდა ორი ელექტროდი კი, რომლებიც 80 მიკრონიანი უჟანგავი ძაფის ბადით (1×1 მმ² უჯრედით) იყო დამზადებული, მარქსის გენერატორიდან [9-5] დებულობდა მაღალ ძაბვას (400 კვ, 18 ნწმ), რომელიც საკმარისი იყო სტრიმერული განმუხტვის ველის შესაქმნელად (20 კვ/სმ). ძაბვის გენერატორთან შეერთებული იყო ჩამხშობი ხაზი [9-6], რომელშიც საჭირო ძაბვის მიღწევის მომენტში (18 ნწმ) ხდებოდა გარღვევა და კამერის შუა ელექტროდებიდან ძაბვა იხსნებოდა. კამერა განთავსებული იქნა ქ.პროტვინოს მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტში კოლაბორაცია RISK-ის ექსპერიმენტული დანადგარის

მაგნიტის შახტაში. კამერამ რამდენიმე ექსპერიმენტულ პროგრამაში მიიღო მონაწილეობა 5 წლის განმავლობაში.

ნაპერწკლოვანი კამერებისაგან განსხვავებით, სტრიმერულ კამერაში ურთიერთქმედებების სრული სურათი დაიზიარებოდა - სამიზნედან მოკლე ტრეკები, γ -კვანტები და δ -ელექტრონები, შესაძლებელი იყო რამდენიმე ტიპის სამიზნის მოთავსება და ამგვარად ატომურ ნომერზე ურთიერთქმედების კვეთის დამოკიდებულების მიღება.



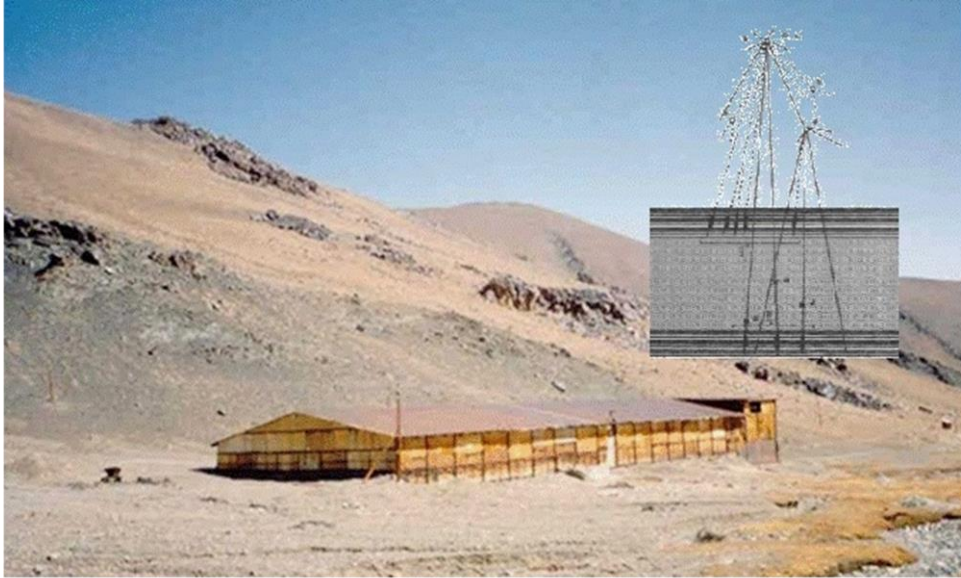
სურ.9-12: ბირთვული სამიზნეები სტრიმერულ კამერაში

კამერის მოცულობაში მრავალკომპონენტური გაზური ნარევი შედიოდა. სტრიმერის ჩაქრობის შემდეგ დიდი ზომების გამო კამერის არეში იონურ ღრუბლები რჩებოდა. მათ ჩასახშობად გაზურ ნარევს ფრეონი ემატებოდა, როგორც ელექტროუარყოფითი მინარევი. 5-მეტრიანი სტრიმერული კამერის გაზური ნარევის შემადგენლობა იყო: $\sim 70\%Ne + 30\%He + (\sim 1\% iC_4H_{10}, SF_6)$.

ფილმური მასალის დამუშავების პროცესი ამ შემთხვევაშიც სისტემის უარყოფით მახასიათებლებში შეიძლება გავიღეს - ნახევრადავტომატურ სასინჯ მაგიდებზე ოპერატორის უშუალო ჩარევა იყო საჭირო, რის გამოც შედეგების მიღების პროცესი გარკვეულწილად დროში გაიწელა. მიუხედავად იმისა, რომ კამერა ტრიგერულად მართვადი იყო და სასურველი პროცესების გადარჩევა ხდებოდა, დანადგარს რეგენერაციისათვის გარკვეული „მკვდარი“ დრო ჰქონდა. ხანგრძლივი პაუზების მიზეზი ძირითადად ფოტორეგისტრატორების ნელი მუშაობა უფრო იყო, რაც ფირის გადახვევასთან იყო დაკავშირებული.

- ფოტომულსიები

გავიხსენოთ, რომ ბუნებრივმა რადიაციამ პირველად თავი სწორედ ფოტომულსიებში იჩინა, როცა სიბნელეში მოთავსებულ ფოტოქალაღზე მასზე გარედან დადებული გამოსახულება აღიბეჭდა. როგორც გაირკვა, დამუხტული

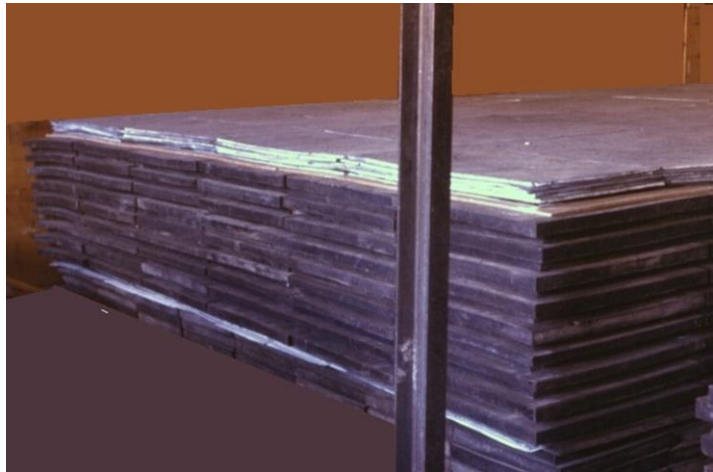


სურ.9-13: აკარხარას მაღალმთიანი სადგური 1000 მ² ფოტომულსიანი კამერებით (კოლაბორაცია „ჰამირი“)

ნაწილაკი, რომელიც გადის ვერცხლის ბრომიდიან ჟელატინის შრეში, ანუ უბრალოდ რომ ვთქვათ - ფოტომულსიაში, სინათლის ფოტონის მაგვარად იწვევს ნივთიერების ქიმიურ დაშლას - ცალკეედება ბრომი და ვერცხლი. სტანდარტული ქიმიური ფოტოგამჟღავნება ვერცხლის ატომების გარშემო ქმნის შემუქებულ კლასტერს და ეს ადგილი ვიზუალურად დამზერადი ხდება. ექსპერიმენტატორებს ეს მოვლენა უყურადღებოდ არ დაუტოვებიათ და პირველ კვლევებში გამავალი ნაწილაკის კოორდინატების დასაფიქსირებლად იქნა ფოტომულსიების მეთოდი დანერგილი. მოგვიანებით, უკვე XX საუკუნის 50-იანი წლების ბოლოს შემუშავდა სქელშრიანი ემულსიების მეთოდი - ამ დროს სქელ ფენად დაფენილ ფოტომულსიაში შესაძლებელი გახდა არა მარტო გავლის წერტილის, არამედ ტრეკის მონაკვეთისა და ურთიერთქმედების წვეროს დაფიქსირებაც კი. ამ მიმართულების წამოწევას ხელი შეუწყო ფირის გამჟღავნების მეთოდის დახვეწამ: გამამჟღავნებელი ქიმიური ხსნარის აქტიურობის შეჩერება ხდება დაბალი ტემპერატურის მეშვეობით, შემდეგ კი, როცა ემულსია მთელ სისქეზე გაიჟლინთება ამ ხსნარით, ტემპერატურის გაზრდით მიიღწევა მთელ სისქეში თანაბარი და ერთდროული ქიმიური პროცესის მიმდინარეობა. ამით თავიდან იქნა აცილებული ზედაპირთან ახლოს მდებარე ტრეკების ზედმეტად „გაშავება“ მათზე ხსნარის მეტი დროით ზემოქმედების გამო, სიღრმეში მდებარე ტრეკებთან შედარებით.

ემულსიის შრის დამატებითი სისქის მიუხედავად, ტრეკის სრულად დატევა ერთ ფირზე შეუძლებელია. ამ დროს გამოიყენება მრავალშრიანი მეთოდი. ამასთან, ფოტოფირები ერთმანეთისაგან მძიმე მასალის (ტყვია, რკინა) შრეებით გამოიყოფა. ეს ენერგიის მშთანთქმელეზად გვევლინება. მრავალშრიანი მეთოდი

(ე.წ. „სენდვიჩი“) მოითხოვს ზუსტი რეპერული წერტილების არსებობას ყოველ ფირზე და დეტექტორის აწყობის მომენტში მათ ზუსტ პოზიციონირებას. შემდგომში დამზერილი ტრეკების კოორდინატები აითვლება ამ რეპერული წერტილების მიმართ და ხდება ტრეკების ნაწყვეტების „შეკერვა“.



სურ.9-14: „პამირის“ ექსპერიმენტის ტყვია-ნახშირბად-ფოტოემულსიების შრეებიანი ბლოკი

ფოტოემულსიების მეთოდს თავისი მიმზიდველობა აქვს. პირველ

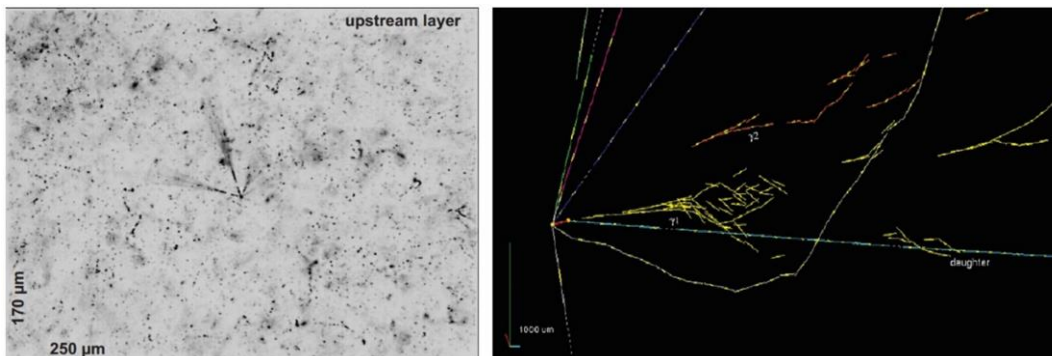
რიგში - ემულსიის ნივთიერების სიმკვრივე მეტია სხვა ტრეკული კამერების დეტექტორული გარემოს სიმკვრივეებთან შედარებით, ამიტომ პირდაპირ ჩანს ურთიერთქმედების წვეროც და გამომავალი ტრეკებიც. ასევე, ვიზუალურად დაიძირება წვეროდან გამომავალი უხილავი ნეიტრალური ნაწილაკის შემდგომი გახლეჩის მომენტი, როცა დაბადებული დამუხტული წყვილი ქმნის V-ფორმის წვეროს და იგი მიმართულია პირველადი წვეროსაკენ. ფოტოემულსიებში შეგვიძლია პირდაპირ დავთვალოთ ტრეკზე δ -ელექტრონების რაოდენობა, მოკლე ტრეკების განარბენი, ტრეკის სიმკვრივე.

ემულსია მუდმივად მზადყოფნაშია ნაწილაკთა დეტექტირებისათვის - ეს თვისება გამოიყენება მაღალმთიან კოსმოსურ სხივების სადგურებზე, როცა შეუძლებელია მორიგე ოპერატორის მუდმივად იქვე ყოფნა. მაგალითად, XX საუკუნის სამოციან წლებიდან პამირის მთებში, ზღვის დონიდან 4600 მ სიმაღლეზე (სურ.9-13) განთავსებულია სწორედ ფოტოემულსიური დეტექტორი: - ტყვიის ფურცლების, ნახშირბადისა და ფოტოფირების შრეები (სურ.9-14) წლის განმავლობაში აფიქსირებს კოსმოსური სხივებით მიღებული ურთიერთქმედებებს. ზაფხულის თვეებში კი, როცა სადგურში მუშაობისათვის მისადები კლიმატური პირობებია, მეცნიერ-ტექნიკოსთა და სტუდენტთა ჯგუფები მუშაობდნენ ვახტური მეთოდით - ცვლიან ფირებს. წამოღებული მასალა შემდგომ ლაბორატორიებში მჭლავნდება და შეისწავლება [9-7].

ყველაზე შრომატევადი ეტაპი ფირების დამუშავებაა. ადრე ეს კეთდებოდა ოპერატორის მიერ მიკროსკოპით ვიზუალური დაკვირვების საშუალებით, რაც დიდ დროით და ადამიანურ რესურსებს მოითხოვდა. ამან განაპირობა ფოტოემულსიების მიმართ ინტერესის შესუსტება.

დღევანდელ პირობებში შესაძლებელია ფოტოემულსიური მასალის აპარატურული დამუშავება. ამიტომაც განახლდა ინტერესი ამ მეთოდის მიმართ. მაგალითისათვის შეიძლება მოვიყვანოთ იტალია-ცერნის ერთობლივი ექსპერიმენტი ნეიტრინული ოსცილაციების შესასწავლად (ექსპერიმენტი „ოპერა“) [9-8]. ცერნის ამაჩქარებლიდან წამოსული ნაწილაკები ტყვია-ემულსიის სამიზნეში დაბადებულ ნეიტრინოებს 730 კმ-ზე მდებარე, გრან-სასოს მთის გვირაბში

მოთავსებულ მიმღებ დეტექტორისაკენ მიმართავენ. ეს ფოტოემულსიური მეთოდის ახალი დაბადებაა მაღალტექნოლოგიური დამუშავების მეთოდის საფუძველზე. ფოტოზე (სურ.9-15) მარცხნივ მოცემულია მიუონური ნეიტრინოს ურთიერთქმედების შემთხვევის სურათი, დაფიქსირებული ექსპერიმენტის ფოტოემულსიურ სამიზნეში, მარჯვნივ კი ტაუ-ნეიტრინოს (ν_τ) ურთიერთქმედებაა ემულსიაში, მასალის დამუშავების შემდგომ ფერადი ტრეკებით ვიზუალიზირებული [9-9]. ფოტოემულსიური სენდვიჩი დიდი ჰიბრიდული დეტექტორის ნაწილი უნდა იყოს. გარე ტრეკული დეტექტორები უზრუნველყოფენ სენდვიჩის შიგნით ტრეკების სწორად „შეკერვას“ და სასურველი ურთიერთქმედების წვეროს სწორ იდენტიფიკაციას.



სურ.9-15: ფოტოემულსიები ნეიტრინოების ურთიერთქმედებით (OPERA)

ფოტოემულსია ასევე დოზიმეტრების მგრძნობიარე ელემენტადაც მოიხმარება (სურ.20-1). აქტიური მთვლელების გარდა ინდივიდუალურ კასეტა-დოზიმეტრში ფოტოემულსიური ფირის ნაჭერი თავსდება და ამით დასხივების ჯამური სიდიდის მონიტორირება არის შესაძლებელი.

10. ფოტოგამამრავლებელი მილაკი

ფოტოგამამრავლებელი მილაკი წარმოადგენს ვაკუუმური მილაკების ერთ-ერთ ნაირსახეობას, რომელიც გამოიყენება სინათლის დეტექტირებისათვის. მუშაობის პრინციპი ეფუძნება ფოტოელექტრულ ეფექტს - ელექტრონის ამოგდება ნივთიერების ზედაპირიდან მასზე დაცემული ფოტონების მეშვეობით. იგი 1887 წელს აღმოაჩინა ჰ.ჰერცმა, ხოლო ა.აინშტაინმა 1905 წელს ეს მოვლენა თეორიულად განმარტა.



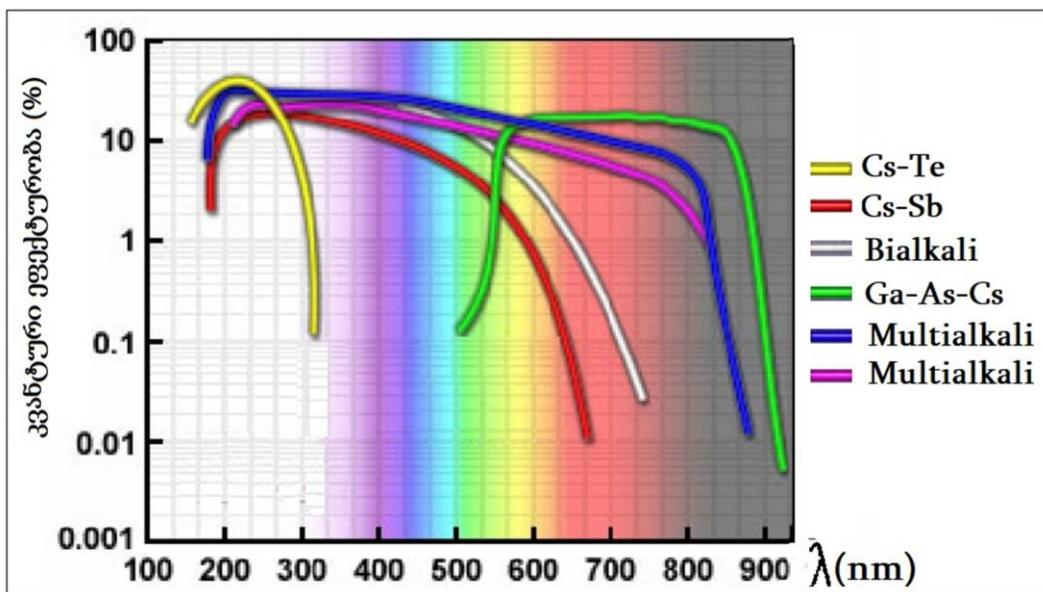
სურ.10-1: ჰამამაცუ R7525, R760 და Philips 150 AVP ფოტოგამამრავლებელი მილაკები

განასხვავებენ ორი სახის ფოტოეფექტს: გარე - ელექტრონები ტოვებენ ნივთიერებას და შიდა - ელექტრონები რჩებიან ნივთიერებაში. ფოტოგამამრავლებლებში გამოიყენება გარე ფოტოეფექტის მოვლენა.

ფოტოგამამრავლებელი ძალიან მგრძობიარე მოწყობილობაა სინათლის სპექტრის ულტრაიისფერი, ხილული და ინფრაწითელთან ახლოს მდებარე ტალღების დეტექტირებისათვის. ძირითადი შემადგენელი ნაწილებია ვაკუუმური კორპუსი, შემშვები ფანჯარა, ფოტოკათოდი, მაფოკუსირებელი ელექტროდები, გამამრავლებელი ელექტროდები ანუ დინოდები და ანოდი. როგორც წესი, ფოტოგამამრავლებლის კვება ხდება 0.5÷3 კვ რიგის მაღალი ძაბვით. ძაბვა კათოდსა და დინოდებს მიეწოდება სპეციალური ძაბვის გამყოფი რეზისტორული ბადით.

• ფოტოკათოდი

ფოტოკათოდი ფოტოგამამრავლებლის ერთ-ერთი ძირითადი კომპონენტია, რომელზეც ხდება შუქის კონვერსია ელექტრონებად ფოტოეფექტის მეშვეობით. ორი სახის ფოტოკათოდს ვარჩევთ: ნახევრად გამჭვირვალე ანუ ტრანსმისიული და გაუმჭვირვალე ანუ ამრეკლი. ტრანსმისიულ ფოტოკათოდებში ელექტრონების ამოტყორცნა ხდება საწყისი შუქის დაცემის საპირისპირო მხარეს (საწყის ფოტონებს და მეორად ელექტრონებს მოძრაობის ერთი და იგივე მიმართულება აქვთ), ხოლო ამრეკლ ფოტოკათოდებში ელექტრონები ამოიტყორცნებიან საწყისი შუქის დაცემის მხარეს (საწყის ფოტონებს და მეორად ელექტრონებს მოძრაობის საპირისპირო მიმართულება აქვთ). ტრანსმისიული ტიპის ფოტოკათოდები ეფინება თხელ ფენად გამჭვირვალე ფირფიტაზე და გამოიყენება ფოტოგამამრავლებლებში, სადაც შემშვები ფანჯარა და დინოდური



სურ.10-2: ფოტოკათოდების კვანტური ეფექტურობა

სისტემა განლაგებულია ფოტოკათოდის სხვადასხვა მხარეს. ამრეკლი ტიპის ფოტოკათოდები კი ლითონის ფირფიტაზე ეფინება. ამ დროს შემშვები ფანჯარა მოთავსებულია ფოტოგამამრავლებლის კორპუსზე ფოტოკათოდსა და დინოდურ სისტემას შორის.

ფოტოკათოდები მზადდება შედგენილი ნახევარგამტარებისგან, შეიცავს ელექტრონების ბმის დაბალი ენერჯიის მქონე ტუტე ლითონებს, საიდანაც ელექტრონის ემისია იოლია.

ამჟამად ფოტოკათოდებში გამოიყენება შემდეგი შენაერთები: - ცეზიუმის იოდიდი (CsI), ცეზიუმის ტელურიდი (Cs-Te), სტიბიუმ ცეზიუმი (Sb-Cs), ასევე ორმაგი ტუტე ლითონის (bialkali) შემცველი ფოტოკათოდები: სტიბიუმ რუბიდიუმ ცეზიუმი (Sb-Rb-Cs), სტიბუმ კალიუმ ცეზიუმის (Sb-K-Cs) ან სტიბიუმ ნატრიუმ კალიუმი (Sb-Na-K). ნახევარგამტარულ ფოტოკათოდებიანი ფოტოგამამრავლებლებიდან გამოირჩევა - გალიუმის არსენიდ-ფოსფიდიანი (GaAsP) ან გალიუმის არსენიდი (GaAs). ქიმიური შემადგენლობა სპექტრალური მგრძობიარობის, კვანტური ეფექტურობების და თერმული ემისიის

კოეფიციენტის ძირითადი განმსაზღვრავია. ქვემოთ ამ მახასიათებლებს განვიხილავთ.

ფოტოკათოდის სპექტრალური მგრძობიარობის მიხედვით ფოტო მილაკები განირჩევიან დამცემი სინათლის ტალღის სიგრძესთან მიმართებაში ეფექტურობით (ე.წ. კვანტური ეფექტურობა). მაგალითად, ცეზიუმ იოდიდის (CsI) ან ცეზიუმ ტელურიდის (Cs-Te) შემცველი ფოტოკათოდიანი ფოტოგამამრავლებლები განკუთვნილია ულტრაიისფერი გამოსხივების დეტექტირებისთვის. პირველი მათგანის (CsI) მგრძობიარობა მკვეთრად ეცემა 200 ნანომეტრიდან, ხოლო ცეზიუმ-ტელურიდიანი (Cs-Te) ფოტოკათოდის სპექტრალური მგრძობიარობა 300 ნანომეტრამდე ტალღის სიგრძეებს არეგისტრირებს. ორმაგი ტუტე ლითონის (bialkali) ფოტოკათოდების სპექტრალური მგრძობიარობა ძირითადად სპექტრის ხილული დიაპაზონშია (300÷650 ნანომეტრი, სურ.10-2) . აღსანიშნავია, რომ სტიბიუმ-ნატრიუმ-კალიუმის

ცხრილი /10-1/

ფოტო-კათოდის ნივთიერება	შუქ-მგრძობიარობა (მკამპ/ლუმ)	სპექტრალური მგრძობიარობა				
		სპექტრალური დიაპაზონი (ნმ)	პიკური ტალღის სიგრძე			
			კათოდის სხივური მგრძობიარობა		კვანტური ეფექტურობა	
			(მილიამპ/ვტ)	(ნმ)	(%)	(ნმ)
Cs-I	---	115 - 200	14	140	13	130
Cs-Te	---	160 - 320	29	240	14	210
Cs-Te	---	115 - 320	29	240	14	200
bialkali	95	300 - 650	88	420	27	390
bialkali	95	185 - 650	88	420	27	390
bialkali	95	160 - 650	88	420	27	390
მაღალ ტემპ. bialkali	40	300 - 650	51	375	17	375
GaAsP	---	300 - 720	180	580	40	540
GaAs(Cs)	---	380 - 890	85	800	14	760

(Sb-Na-K) შემცველ ფოტოკათოდებს შეუძლიათ გაუძლონ მაღალ ტემპერატურებს, 175°C გრადუსამდე, სხვა ფოტოკათოდების მუშაობის მაქსიმალური ტემპერატურა კი 50°C-მდეა.

ფოტოკათოდის სხივური მგრძობიარობა განისაზღვრება როგორც ფოტოკათოდის მიერ წარმოქმნილი ფოტოდენის (I_k) შეფარდება საწყისი სინათლის სხივურ ნაკადთან მოცემული ტალღის სიგრძისთვის (L_p), და იზომება ამპერი/ვატი ერთეულებში:

$$S_k = \frac{I_k}{L_p} \quad \{10-1\}$$

ფოტოკათოდის კვანტური ეფექტურობა განისაზღვრება, როგორც კათოდიდან ამოტყორცნილი ელექტრონების რაოდენობის შეფარდება საწყისი ფოტონების რიცხვზე, მოცემული ტალღის სიგრძისთვის. იგი გამოისახება პროცენტებში.

$$\eta_\lambda = \frac{N_e}{N_\lambda} \quad \{10-2\}$$

კვანტური ეფექტურობა და სხივური მგრძობიარობა ერთმანეთთან დაკავშირებულია შემდეგი ფორმულით:

$$\eta_\lambda = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot e} \cdot S_k \quad \{10-3\}$$

სადაც h - პლანკის მუდმივაა, c - სინათლის სიჩქარე, λ - დაცემული სინათლის ტალღის სიგრძე, e - ელექტრონის მუხტი.

სურ.10-2-ზე მაგალითისთვის მოყვანილია ფოტოგამამრავლებლების კვანტური ეფექტურობის დამოკიდებულება ფოტოკათოდზე დაცემული სინათლის ტალღის სიგრძეზე, კათოდის ნივთიერების სხვადასხვა შემადგენლობისათვის.

ცხრილში /10-1/ ნაჩვენებია ზოგიერთი ტრანსმისიული ტიპის ფოტოკათოდის მახასიათებლები [10-2].

• **შემშვები ფანჯარა**

როგორც აღვნიშნეთ, ფოტოკათოდი მგრძობიარეა სინათლის სპექტრის ფართო არეებისათვის, ამიტომ ფოტოგამამრავლებლის შერჩევის დროს ამა თუ იმ ამოცანის გადასაწყვეტად მნიშვნელოვანია გავითვალისწინოთ შემშვები ფანჯრის მახასიათებლები.

ულტრაიისფერი ელექტრომაგნიტური გამოსხივება ადვილად შთანთქმავდა უმეტესობა გამჭვირვალე ნივთიერებების მიერ. ამიტომ შემშვების ფანჯრის მოკლეტალღოვანი ზღურბლი განისაზღვრება ფანჯრის ულტრაიისფერი გამოსხივების გატარების შესაძლებლობით [10-3].

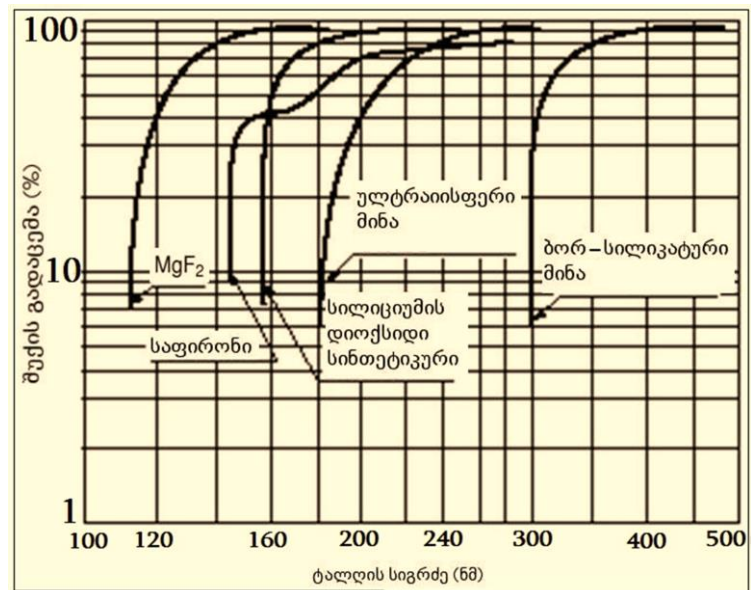
ასევე დიდი მნიშვნელობა აქვს შემშვები ფანჯრის გეომეტრიულ ზომებსაც. თუ ფოტოგამამრავლებელი გამოიყენება მცირე სხეულოვან კუთხეში მოქცეული გამოსხივების დეტექტირებისათვის, ან გამოსხივების წყარო მოთავსებულია შემშვები ფანჯრის სიახლოვეში, მაშინ შეგვიძლია შევარჩიოთ ისეთი მილაკი, რომლის შემშვები ფანჯრის ზედაპირის ფართობი მცირეა. ასევე ექცევა ყურადღება შემშვები ფანჯრის სისქეს. თუ მილაკის შემშვები ფანჯარა მოთავსებულია, მაგალითად, დამუხტული ნაწილაკების ნაკადის პერპენდიკულარულად, არის საშიშროება, რომ დამუხტული ნაწილაკის შემშვები ფანჯრის გადაკვეთისას წარმოქმნილმა ჩერენკოვის გამოსხივებამ საგრძნობლად შეგვიშალოს ხელი

გაზომვებში. ქვემოთ მაგალითისთვის მოყვანილი იქნება CMS ექსპერიმენტის წინა ადრონული კალორიმეტრის (Hadron Forward Calorimeter) ფოტოგამამრავლებელ მილაკებში მიუონების პირდაპირი მოხვედრის შედეგად წარმოქმნილი სიგნალები.

განვიხილოთ რამდენიმე ძირითადი ნივთიერება, რომელთაგანაც მზადდება ფოტოგამამრავლებლის შემშვები ფანჯარა:

მაგნიუმის ფლუორიდის კრისტალი (MgF_2) გამოიყენება შემშვები ფანჯრის ნივთიერებად, როცა საჭიროა ახლო და ვაკუუმური ულტრაიისფერი გამოსხივების დეტექტირება. აღნიშნული კრისტალი დანაკრგების გარეშე ატარებს ტალღებს $\lambda > 115$ ნმ სიგრძიდან;

საფირონის კრისტალი (Al_2O_3) ატარებს $\lambda > 150$ ნმ ტალღის სიგრძის მქონე გამოსხივებას;

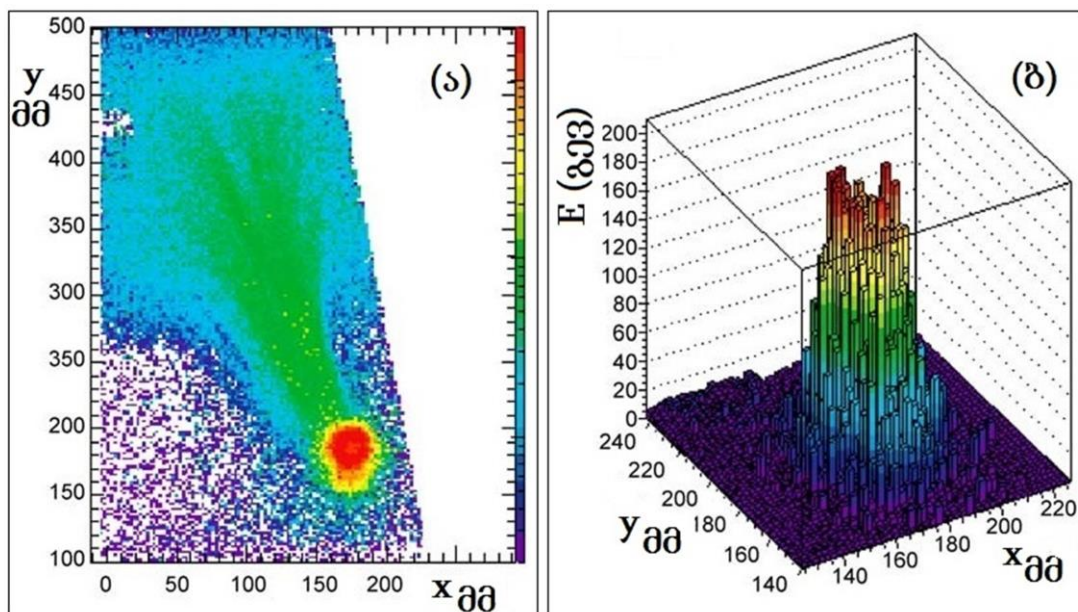


სურ.10-3: მილაკების ფანჯრის ნივთიერებების შუქის გამტარებლობები

ულტრაიისფერი გამოსხივების გამტარი მინა (ულტრაიისფერი მინა) უდანაკარგოდ ატარებს ულტრაიისფერ გამოსხივებას დაწყებული $\lambda > 185$ ნმ ტალღის სიგრძიდან;

ბორ-სილიკატური მინა ფოტოგამამრავლებელ მილაკებში უმეტეს წილად გამოიყენება. იგი არ ატარებს გამოსხივებას, რომლის ტალღის სიგრძე 300 ნმ ნაკლებია და ამიტომ მილაკი, რომლის ფანჯარაც დამზადებულია ბორ-სილიკატური მინისგან, არ გამოდგება ულტრაიისფერი გამოსხივების დეტექტირებისათვის.

სურ.10-3-ზე მოცემულია ფოტოგამამრავლებელი მილაკის ფანჯრის ნივთიერების შუქის გამტარებლობის (%) დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე [10-2].



სურ.10-4: მილაკის შემშვებ ფანჯარაში ჩერენკოვის გამოსხივების მცდარი სიგნალები კალორიმეტრიდან

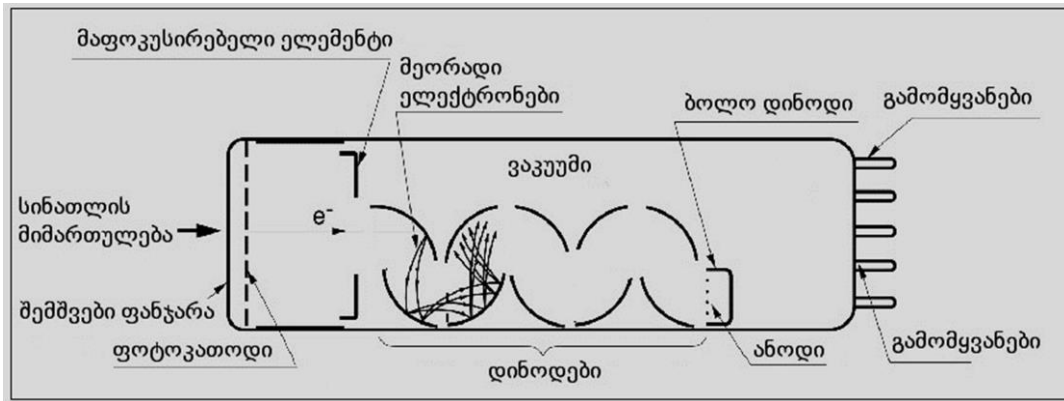
დავუბრუნდეთ მილაკის შემშვები ფანჯრის სისქეს. ზოგჯერ მილაკი გამოიყენება ისეთ გარემოში, სადაც არის შესაძლებლობა, რომ დამუხტულმა ნაწილაკებმა მასში პირდაპირი მოხვედრით მოგვცეს მცდარი სიგნალები. მაგალითად, CMS ექსპერიმენტის წინა ადრონული კალორიმეტრის ტესტირებისას - აღმოჩნდა ამგვარი, ე.წ. პირდაპირი მოხვედრის შემთხვევები. ამ დროს მიუონები განჭოლავდნენ რა კალორიმეტრს, ხვდებოდნენ მილაკის ფანჯარაში. მიუონი დამუხტული ნაწილაკია, გამჭვირვალე ნივთიერებაში გავლისას კი, როცა მისი სიჩქარე აღემატება სინათლის სიჩქარეს ამავე ნივთიერებაში, წარმოქმნის ჩერენკოვის გამოსხივებას. ეს ფოტონები იძლეოდნენ მცდარ სიგნალებს, რომელიც ჯერ აღქმული იქნა, როგორც კალორიმეტრიდან მოსული ფოტონური სიგნალები [10-4].

სურ.10-4-ზე მოცემულია კალორიმეტრის ერთ-ერთი კომპის მიერ დარეგისტრირებული სიგნალები (ა). x და y ღერძებზე მოცემულია კალორიმეტრის კომპის გეომეტრიული ზომები (ბ), z ღერძი კი წარმოადგენს კალორიმეტრის მიერ გაზომილ ენერგიას (ენერგიის ცვლილება z ღერძის გასწვრივ

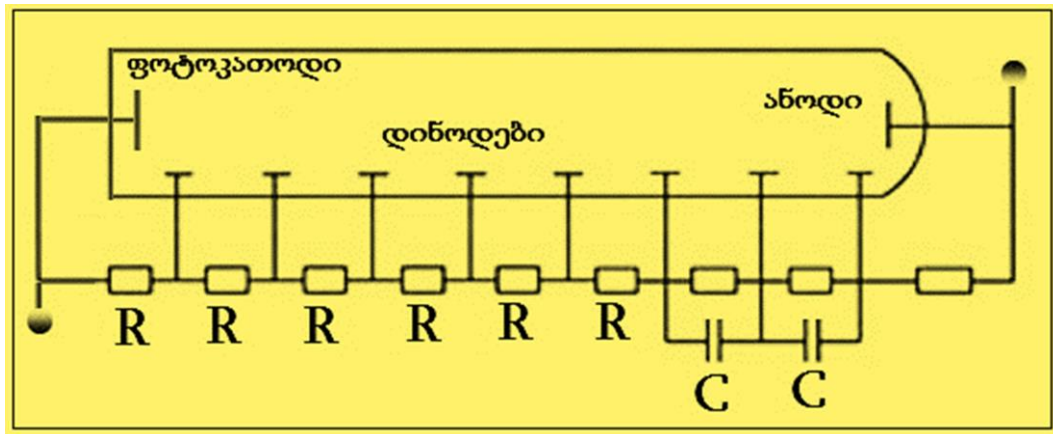
გადმოცემულია სხვადასხვა ფერის მეშვეობით). კალორიმეტრის კონსტრუქცია და განლაგება საწყისი სხივის მიმართ ისეთია, რომ ფოტოგამამრავლებლის შემშვები ფანჯარა საწყისი სხივის პერპენდიკულარულია. მარცხენა სურათზე წითელი ლაქა შეესაბამება ე.წ. პირდაპირი მოხვედრის შემთხვევებს, როდესაც ფოტოგამამრავლებელი ხედავს დამუხტული მიუონის მიერ წარმოქმნილ ჩერენკოვის გამოსხივებას. პრობლემის გარკვევის შემდეგ საჭირო გახდა ფოტოგამამრავლებლის შეცვლა.

• მაფოკუსირებელი ელემენტი და დინოდები

მაფოკუსირებელი ელემენტის დანიშნულებაა დააფოკუსიროს პირველადი ფოტოელექტრონები პირველ დინოდზე, შეძლებისდაგვარად უდანაკარგოდ. მაფოკუსირებელ ელემენტზე და ფოტოკათოდზე ერთნაირი პოტენციალია მოდებული.



სურ.10-5: ტიპური ფოტოგამამრავლებლის ელემენტების სქემა

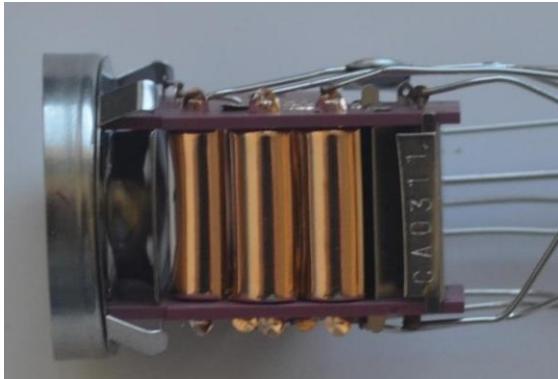


სურ.10-6: ფოტოგამამრავლებლის ჩართვის ტიპური სქემა.

დინოდები წარმოადგენენ ელექტროდებს ფოტოგამამრავლებელ მილაკში, რომელთა მეშვეობით ხდება პირველადი ფოტოელექტრონების გამრავლება მერადი ემისიით. თითოეული ელექტრონი დინოდზე დაცემისას ამოტყორცნის რამდენიმე მეორად ელექტრონს. როგორც წესი, მილაკებში რამდენიმე დინოდია მოთავსებული. დინოდების ნივთიერება ისეა შერჩეული, რომ მეორადი ელექტრონების ამორტყოცნა იოლი იყოს და ამასთანავე ერთმა ელექტრონმა უნდა ამოტყორცნოს საშუალოდ ერთი და იგივე რაოდენობა მეორადი ელექტრონებისა. ფორმა და განლაგება მილაკის შიგნით ისეა შერჩეული, რომ მეორადი ელექტრონები ერთი დინოდიდან ფოკუსირდება შემდგომ დინოდზე (სურ.10-5).

დინოდების განსხვავებული სტრუქტურა აქვს ფოტოგამამრავლებლებს, რომლებიც მაგნიტურ ველში მუშაობისთვის არის გამიზნული. თანამედროვე ექსპერიმენტული დანადგარები მაგნიტური ველის გარეშე წარმოადგენელია. ამ ველში შეიძლება მოხვდნენ სცინტილატორები საკუთარი ფოტოგამამრავლებლებით. ელექტრონები, რომლებიც გადადიან დინოდიდან დინოდზე, მაგნიტურ ველში აუცილებლად გადაიხრებიან ლორენცის ძალის

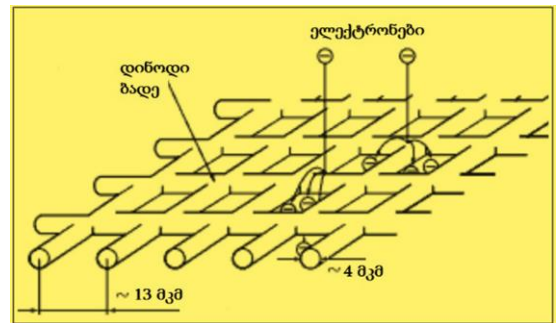
მოქმედებით. ეს ეფექტი მილაკის სწორად მუშაობას აფერხებს. სიტუაციიდან არის გამოსავალი: თუ სცინტილატორი ველში ძალიან ღრმად არაა დასადები,



სურ.10-7: ჰამამაცუ R7525 მილაკის დინოდური სისტემა კორპუსის გარეშე.

შეიძლება არასცინტილირებადი შუქგამტარი შეიცვალოს შუქგამტარი ბოჭკოთი, რომელსაც დაბალი მილევის კოეფიციენტი აქვს. იგი საკმაოდ მოქნილია ველის არედან გამოყვანის დროს დანადგარის ელემენტებზე გვერდის ასაქცევად. მეორეს მხრივ, არსებობენ მილაკები, რომელთა მუშაობაზე გარე ველი ვერ ახდებს გავლენას. მათში დინოდები წარმოადგენენ ლითონის ბადე-დისკებს, რომლებიც ერთმანეთზეა შემოწყობილი 1 მმ დისტანციით.

ელექტრონები, ეჯახებიან რა ბადის მავთულეებს, ამოაგდებენ მეორად ელექტრონებს, რომლებიც დინოდების ელექტრული ველის მოქმედებით მომდევნო დინოდის მიმართულებით ჩაბრუნდებიან. ამ დროს არაა საჭირო დინოდიდან დინოდისკენ ფოკუსირება და შესაბამისად, მაგნიტური ველის მიერ გადახრა აღარაა სახიფათო (სურ.10-8,9).



სურ.10-8: ბადე-დინოდი მილაკში

ბოლო დინოდიდან ანოდზე მოსული მუხტი უკვე მიმდები ელექტრონიკის ბლოკებისაკენ მიემართება. ეს უარყოფითი პოლარობის იმპულსია, მისი სიდიდე პროპორციულია დაცემული შუქის ინტენსივობის. თუ სცინტილატორი, რომელზეც ეს მილაკია მიმაგრებული, მხოლოდ მთვლელის რეჟიმში მუშაობს, მაშინ სიგნალი ჯერ მაფორმირებელ ბლოკში ხვდება და ამის შემდეგ ლოგიკური სიგნალი აგრძელებს მუშაობას. კალორიმეტრიაში სიგნალის ამპლიტუდა ანალიზდება, ამიტომ იქ ანალოგური სიგნალი გადის ამპლიტუდურ ანალიზს.



სურ.10-9: ბადე-დინოდებიანი გატეხილი მილაკი

ბოლო დინოდი ელექტრონების გაცემის შემდგომ მომენტში დადებითი პოლარობის რჩება. თუ ამ დინოდის საკონტაქტო ფეხს გამოვიყენებთ სიგნალზე დასამზერად, მაშინ ელექტრონულ ბლოკებში დადებითი პოლარობის იმპულსი შევა, ფაქტობრივად იგივე ამპლიტუდითა და ფორმით.

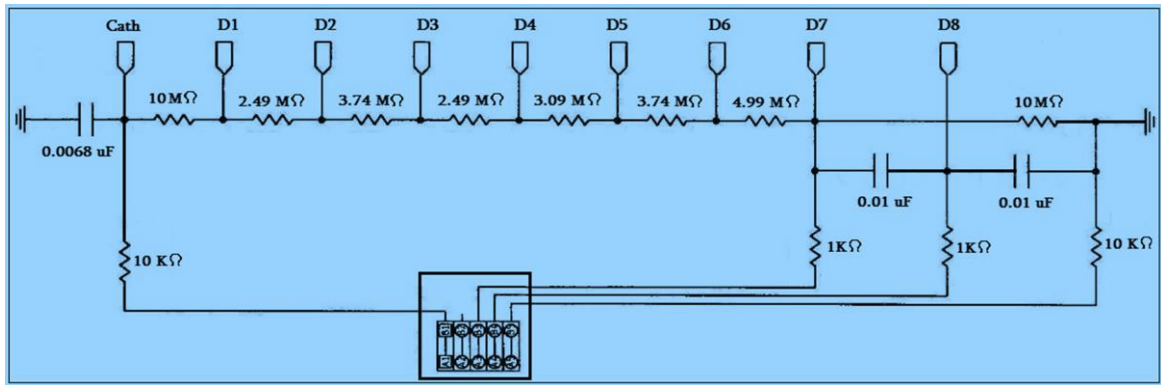
• ფოტოგამამრავლებლის კვება

ფოტოგამამრავლებელი მილაკის კვებისთვის გამოიყენება 500÷3000 ვოლტის რიგის უარყოფითი ძაბვა. მაქსიმალური უარყოფითი პოტენციალი მოდებულია ფოტოკათოდზე. დინოდები ისეა ჩართული კვების სქემაში, რომ ძაბვის დადებითი გრადიენტი შენარჩუნდეს. ეს ნიშნავს, რომ მოცემული და შემდგომი დინოდის პოტენციალთა აბსოლუტურ მნიშვნელობათა სხვაობა დადებითი რიცხვია:

$$|U_{dinode}^n| - |U_{dinode}^{n+1}| > 0 \quad \{10-4\}$$

მაღალი ძაბვის საჭირო განაწილების მისაღწევად გამოიყენება ძაბვის წინაღობური გამყოფები. ქვემოთ მოყვანილ სურათზე მოცემულია ძაბვის გამყოფის ტიპური სქემა. მისი შემუშავება როგორც წესი არ წარმოადგენს დიდ სირთულეს, მაგრამ ყოველ კონკრეტულ შემთხვევაში და დასმული ამოცანიდან გამომდინარე, შერჩეული კონკრეტული ტიპის ფოტოგამამრავლებლისთვის საჭიროა მწარმოებლის მიერ მოწოდებულ დოკუმენტაციის გაცნობა. უმეტეს შემთხვევაში ძაბვის გამყოფის წინაღობები ისე ირჩევა, რომ პოტენციალთა სხვაობა დინოდებს შორის მუდმივია. ეს ე.წ. „თანაბრად გამანაწილებელი“ ძაბვის გამყოფია.

მივაქციოთ ყურადღება ბოლო ორი დინოდის წრედში პარალელურად ჩართულ კონდესატორებს. მათი დანიშნულებაა ბოლო ორი დინოდის დამატებითი ენერგიით მომარაგება მილაკის დიდი დატვირთვის შემთხვევაში, რადგან ამ ბოლო კასკადებში ემისიური დენი მკვეთრად იზრდება. ხშირად კონდესატორებთან ერთად პარალელურად აერთებენ დამატებით კვების წყაროს,



სურ.10-10: CMS ექსპერიმენტის წინა ადრონული კალორიმეტრის ფოტოგამამრავლებელი მილაკების ძაბვის წინაღობური გამყოფი.

რომლის ძაბვა შერჩეულია ისე, რომ ზუსტად ტოლია იმ დინოდებზე მოდებული ძაბვისა, რომელთანაც არის მიერთებული. ასევე შესაძლებელია ბოლო ორი ან სამი დინოდის ცალკე წყაროებიდან კვება. ამ შემთხვევაშიც ძაბვები უნდა შეირჩეს ისე, რომ დაემთხვეს ძაბვებს, რომელსაც წინაღობური გამყოფი მოგვცემდა ამ დინოდებზე. სურ.10-10-ზე ამგვარი სქემის კონკრეტული მაგალითია CMS-ექსპერიმენტიდან. ბოლო ორი დინოდის კვებისთვის ცალკე კვების წყაროები გამოიყენება.

• ფოტოგამამრავლებელი მილაკის ბნელი დენი

მაშინაც კი, როდესაც ფოტოგამამრავლებლის კათოდს სინათლე არ ეცემა, მილაკში მაინც გადის მცირე ოდენობის დენი, რომელსაც „ბნელ დენს“ უწოდებენ.

ბნელი დენის წარმოქმნის მიზეზები რამდენიმე სახისაა: ელექტრონების თერმული ემისია ფოტოკათოდიდან, მილაკის შიგნით ანოდსა და სხვა ელექტროდებს შორის გაჟონვის დენი, ელექტრული ველის მიერ გამოწვეული ელექტრონების ემისია, მილაკის შიგნით ნარჩენი გაზების იონიზაცია, კოსმოსური სხივების მიერ გამოწვეული დენი...

აქ განვიხილავთ მხოლოდ ერთი სახის ბნელი დენის წყაროს, კერძოდ თერმოემისიას, რადგან ამ სახის ბნელი დენის კონტროლი ძირითადად დამოკიდებულია გარემოს ტემპერატურაზე და ფოტოგამამრავლებელი მილაკის გამოყენების დროს შესაძლებელია ტემპერატურის ადვილად მართვა. მიზანია, რომ ბნელი დენი იყოს მინიმალური.

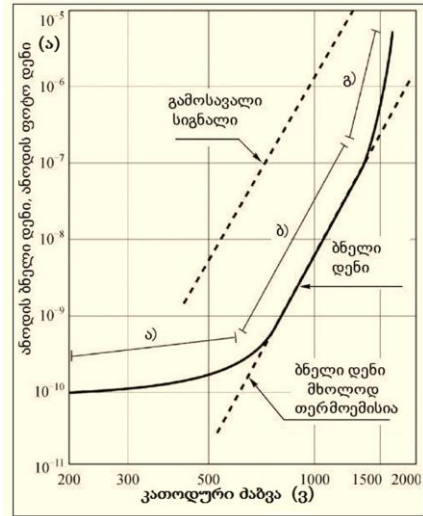
ფოტოკათოდის დასამზადებლად ირჩევა ნივთიერება ელექტრონების ბმის დაბალი ენერგიით, რათა იოლი იყოს ფოტოემისია. მაგრამ დაბალი ბმის ენერგია ასევე იწვევს თერმოემისიასაც. გარეშემო ტემპერატურის ზრდასთან ერთად იზრდება ფოტოკათოდის ელექტრონების კინეტიკური ენერგია სითბური ენერგიის შთანთქმის ხარჯზე. როდესაც ელექტრონის კინეტიკური ენერგია გადააჭარბებს ბმის ენერგიას, იგი ტოვებს ნივთიერებას და ამოიტყორცნება კათოდიდან. თერმოემისია ემორჩილება რიჩარდსონის კანონს (ო.რიჩარდსონი - ბრიტანელი ფიზიკოსი, ნობელის პრემიის ლაურეატი ფიზიკაში 1929 წ.). J დენის სიმკვრივეს (განივკვეთის ფართობის ერთეულში გასული დენი) აქვს შემდეგი სახე:

$$J = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W}{kT}} \quad \{10-15\}$$

სადაც W - ელექტრონის ბმის ენერგიაა, k - ბოლცმანის მუდმივა, T - აბსოლუტური ტემპერატურა, ხოლო A - რიჩარდსონის მუდმივა, რომელიც უდრის:

$$A = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_e \cdot q_e \cdot k}{h^3} = 1202 \text{ მა} \cdot \text{მმ}^2 \cdot \text{K}^{-2} \quad \{10-16\}$$

როგორც მილაკში წარმოქმნილი ჩვეულებრივი ფოტო დენი, ასევე ბნელი დენიც დამოკიდებულია მოდებულ მაღალ ძაბვაზე. მაგრამ რადგან ბნელი დენი რამდენიმე კომპონენტისაგან შედგება, მისი ზრდის სისწრაფის დამოკიდებულება მაღალ ძაბვაზე უკვე აღარაა მუდმივი და შედგება სამი სხვადასხვა ზონისგან. სურ.10-11-ზე მოცემულია ფოტოგამამრავლებელი მილაკის ბნელი დენის დამოკიდებულება კათოდურ ძაბვაზე



სურ.10-11: მილაკის ბნელი დენის დამოკიდებულება ძაბვაზე

- გამრავლების კოეფიციენტი

ფოტოგამამრავლებლის ერთ-ერთი უმნიშვნელოვანესი მახასიათებელია გამრავლების კოეფიციენტი, ანუ გეინი (Gain). როგორც ზემოთ აღვნიშნეთ, ფოტოკათოდზე დაცემული სინათლე გარდაიქმნება ელექტრულ სიგნალებად ფოტოეფექტის მეშვეობით. ამოტყორცნილი პირველადი ფოტოელექტრონები მრავლდება დინოდური სისტემის მეშვეობით და მილაკის ანოდზე ვიღებთ ელექტრულ დენს, რომლის გაზომვაც შესაძლებელია. სინათლის მოცემული ინტენსივობისათვის, ანოდზე დენის სიდიდე დამოკიდებულია დინოდების რაოდენობაზე მილაკში და მოდებულ მაღალ ძაბვაზე.

დავუშვათ, შუქის დაცემის შედეგად ამოტყორცნილმა ფოტოელექტრონებმა მოგვცეს I_k კათოდური დენი. თუ პირველ დინოდზე მეორადი ემისიის შედეგად მიღებულ დენს აღვნიშნავთ I_{d1} - ით, მაშინ მეორადი ემისიის კოეფიციენტი (g) შეგვიძლია განვსაზღვროთ, როგორც ამ ორი სიდიდის შეფარდება:

$$g = \frac{I_{d1}}{I_k} . \quad \{10-5\}$$

პირველი დინოდიდან ამოვარდნილი ელექტრონები მიმართულნი არიან მეორე დინოდისკენ და ასე შემდეგ, რაც წარმოადგენს კასკადური გამრავლების პროცესს. n -ური კასკადის მეორადი ემისიის კოეფიციენტი ჩაიწერება ამგვარად

$$g_n = \frac{I_{dn}}{I_{(n-1)}} . \quad \{10-6\}$$

ანოდური დენი I_a შეგვიძლია გამოვსახოთ ასე:

$$I_a = \alpha \cdot I_k \cdot g_1 \cdot g_2 \cdot g_3 \cdots g_n \quad \{10-7\}$$

და აქედან

$$\frac{I_a}{I_k} = \alpha \cdot g_1 \cdot g_2 \cdot g_3 \cdots g_n \quad \{10-8\}$$

სადაც α არის ელექტრონების შეგროვების კოეფიციენტი. აშკარაა, რომ ამ გამოსახულების მარჯვენა მხარე

$$\alpha \cdot g_1 \cdot g_2 \cdot g_3 \cdots g_n \quad \{10-9\}$$

წარმოადგენს ფოტოგამამრავლებელ მილაკში ელექტრონების გამრავლების კოეფიციენტს (G) და აღვნიშნავს ანოდური დენის შეფარდებას კათოდურთან:

$$G = \frac{I_a}{I_k} \quad \{10-10\}$$

მეორადი ემისიის კოეფიციენტი ($\{10-5\}$) არის დინოდებს შორის ძაბვის ფუნქცია და უდრის

$$g = a \cdot \Delta U^\beta \quad \{10-11\}$$

სადაც a მუდმივაა, ΔU არის პოტენციალთა სხვაობა n -ურ და $(n-1)$ დინოდებს შორის, ხოლო β არის კოეფიციენტი, რომლის მნიშვნელობა განისაზღვრება დინოდების ნივთიერებით და როგორც წესი $\approx 0.7 \div 0.8$. ასევე, თუ გავითვალისწინებთ, რომ მილაკის დინოდები ისეა დამზადებული, რომ მეორადი

ემისიის კოეფიციენტი ყველა დინოდისთვის დიდი სიზუსტით ერთნაირია, {10-10} გამოსახულება შეგვიძლია გადავწეროთ ასე:

$$G = (a \cdot \Delta U^\beta)^n \quad \{10-12\}$$

როგორც აღინიშნა, ფოტოგამამრავლებლის კვებისთვის გამოიყენება თანაბრად გამანაწილებელი ძაბვის გამყოფი და მაშინ {10-12} გამოსახულება გადაიწერება ასე:

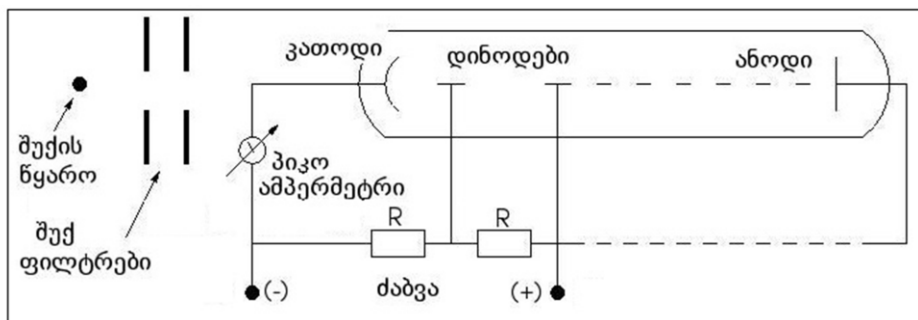
$$G = a^n \left(\frac{\Delta U}{n+1}\right)^n = M \cdot \Delta U^{\beta \cdot n} \quad \{10-13\}$$

სადაც

$$M = \frac{a^n}{(n+1)^{\beta \cdot n}} \quad \{10-14\}$$

მოყვანილი ფორმულებიდან ჩანს, რომ G და მოდებული მაღალი ძაბვა ხარისხოვან დამოკიდებულებაშია ერთმანეთთან. ძაბვის მცირედი გადახრაც კი იწვევს G-ს დიდ ცვლილებას. ამიტომ მოდებული მაღალი ძაბვის სტაბილურობას დიდი მნიშვნელობა ენიჭება.

{10-10} განსაზღვრის თანახმად, ანოდური და კათოდური დენების სპეციალურ ტესტურ სტენდებზე ზუსტი გაზომვით შესაძლებელია გამოითვალოს G, ე.წ. პირდაპირი მეთოდით. სურ.10-12-ზე მოცემულია კათოდური დენის გაზომვის ტიპური სქემა. ფოტოგამამრავლებელი ჩართულია არასტანდარტულად. კათოდური დენის გასაზომად სამუშაო ძაბვაზე ჩართულია მხოლოდ პირველი ორი დინოდი. გასაზომი დენის სიმცირის გამო გამოიყენება ზუსტი პიკო-ამპერმეტრი. დასაწყისში აუცილებლად უნდა გაიზომოს ბნელი დენი. შემდგომ ხდება შუქის წყაროს მეშვეობით მილაკის ფოტოკათოდის დასხივება და იზომება დენი. კათოდური დენი ამ შემთხვევაში ტოლია დინოდიდან მოსულ და ბნელ დენებს შორის სხვაობის.



სურ.10-12: პირდაპირი მეთოდით G-ს გაზომვის სქემა.

ანოდური დენის გასაზომად ფოტოგამამრავლებელი უნდა ჩართოს სტანდარტული ჩართვის სქემის მიხედვით. პიკო-ამპერმეტრი ამ შემთხვევაში უკვე ანოდის წრედშია გადატანილი. გაზომვის პროცედურა იგივეა, რაც კათოდური დენის შემთხვევაში, ერთი განსხვავებით: ანოდური დენის გასაზომად სასურველია გამოვიყენოთ შუქფილტრები. კათოდური დენის გაზომვის დროს სინათლის ნაკადი უნდა იყოს უფრო დიდი, ვიდრე ანოდური დენის გაზომვის დროს, რადგან პირველ შემთხვევაში ელექტრონების გამრავლება არ ხდება.

G-ს დათვლა ხდება შემდეგი ფორმულით:

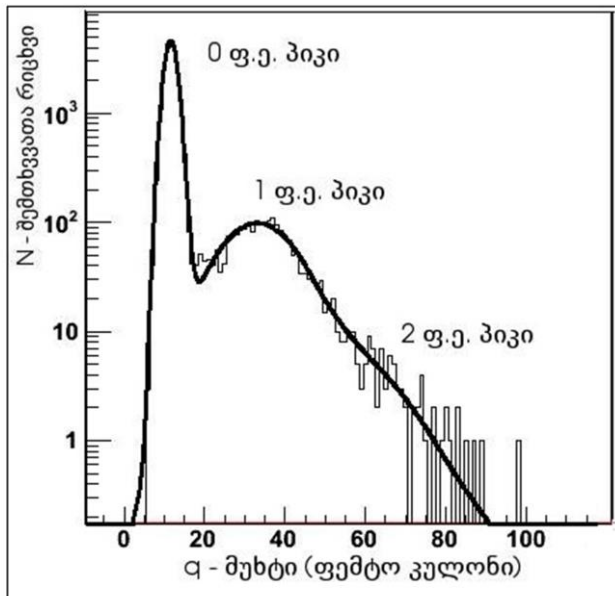
$$G = F \cdot \frac{I_a}{I_k} \quad \{10-17\}$$

სადაც F არის შუქფილტრებით სინათლის ნაკადის შემცირების ფაქტორი.

G-ს განსაზღვრის ზემოთ აღწერილი მეთოდი ყველაზე ზუსტია, მაგრამ საჭიროებს სპეციალურ სტენდებს, მაღალი სიზუსტის აპარატურით. ისეთ შემთხვევებში, როდესაც ვერ ხერხდება ამგვარი სტენდის შექმნა, გამოიყენებენ G-ს განსაზღვრის სტატისტიკურ მეთოდებს [10-5,6]. აღსანიშნავია, რომ ასეთ შემთხვევაში უკვე გამოიყენება არა ზუსტი, არამედ საშუალო მნიშვნელობები. მაგალითად, ერთ-ფოტოელექტრონიანი სპექტრის განხილვის შემთხვევაში, ფოტოკათოდზე სინათლის დაცემისას ამოტყორცნილი ფოტოელექტრონების საშუალო რიცხვი უდრის ერთს $\langle n \rangle = 1$. რეალურად ფოტოკათოდიდან ამოტყორცნილი

ელექტრონების რაოდენობა ემორჩილება პუასონის განაწილებას [10-5].

ერთ-ერთი ასეთი სტატისტიკური მეთოდია მილაკის 1-ფოტოელექტრონიანი სპექტრის გამოკვლევა. ფოტოკათოდის დაბალი ინტენსივობის სინათლით დასხივების დროს შეიძლება მივიღოთ სპექტრი, რომელიც მოცემულია სურ.10-13-ზე. ამ სპექტრზე ნათლად ჩანს 0-ფოტოელექტრონიანი (ბნელი დენი) პიკი, 1-ფოტოელექტრონიანი პიკი, როდესაც საშუალოდ ერთი ფოტოელექტრონი ამოიტყორცნება ფოტოკათოდიდან და ძნელად



სურ.10-13: ჰამამაცუ R7600 მილაკის ერთ-ფოტოელექტრონული სპექტრი

გასარჩევი 2-ფოტოელექტრონიანი პიკი. მილაკის ანოდური დენი პროპორციულია ამოტყორცნილი ელექტრონების საშუალო რაოდენობის.

მოცემული სპექტრის ფიტირებით განისაზღვრება 0-ფ.ე. პიკის საშუალო მუხტი $q_{0p.e.}$, 1-ფ.ე. პიკის საშუალო მუხტი $q_{1p.e.}$. მილაკის გამრავლების კოეფიციენტი კი ტოლია:

$$\langle G \rangle = \frac{(\langle q_{1p.e.} \rangle - \langle q_{0p.e.} \rangle)}{e} \quad \{10-18\}$$

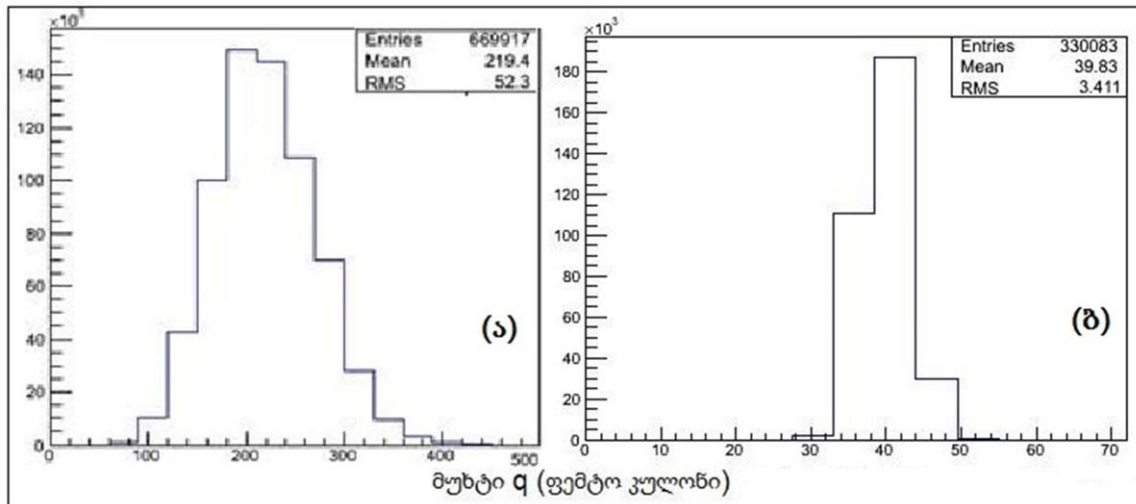
სადაც e ელექტრონის მუხტია.

მილაკის გამრავლების კოეფიციენტის შეფასება ასევე შეიძლება სპექტრიდან, რომელიც მოყვანილია სურ.10-14ა-ზე. ასეთი სპექტრის მისაღებად შუქის ინტენსივობა ისეა შერჩეული, რომ ფოტოელექტრონთა საშუალო რიცხვი მეტია 8÷10-ზე. ამ შემთხვევაში მოცემული სპექტრის ფარდობითი ვარიაცია

პროპორციული ფოტოელექტრონების საშუალო რიცხვის შებრუნებული სიდიდის

$$\frac{(RMS)^2}{M^2} = \frac{NF}{\langle n \rangle_{pe}} \quad \{10-19\}$$

სადაც (RMS) - მოცემული განაწილების საშუალო კვადრატული გადახრაა, მისი კვადრატი კი განაწილების ვარიაცია, M -განაწილების საშუალო მნიშვნელობაა, NF



სურ.10-14 ანოდის მუხტის განაწილება მილაკის შუქით დასხივების შემთხვევაში (ა) და ბნელი დენის მუხტის განაწილება (ბ).

კი ფოტოგამამრავლებლის ხმაურის ფაქტორია, რომელიც განისაზღვრება 1-ფოტოელექტრონიანი სპექტრის განაწილებითა და უმეტესი ფოტოგამამრავლებელი მილაკებისთვის შეადგენს 1.05 ± 1.3 [10-7].



სურ.10-15: ფოტოგამამრავლებლის სიგნალი ოსცილოსკოპის ეკრანიდან

ამ დროს ასევე იზომება ბნელი დენის სპექტრი (სურ.10-14ბ). ბნელი დენის განაწილებიდან გამოითვლება საშუალო კვადრატული გადახრა და საშუალო მნიშვნელობა. შემდგომ ეს მნიშვნელობები აკლდება შესაბამის სიდიდეებს, განსაზღვრულს სპექტრიდან (სურ.10-14ა), რომელიც მიიღება მილაკის შუქით დასხივების შემთხვევაში. ამ გზით გამოირიცხება ბნელი დენის წვლილი საბოლოო რეზულტატში.

{10-19} ფორმულის საშუალებით კათოდიდან ამოტყორცნილი ელექტრონების საშუალო რიცხვის შეფასების შემდეგ, გამრავლების კოეფიციენტის დათვლა ხდება 1-ფოტოელექტრონიანი შემთხვევის ანალოგიურად, მხოლოდ {10-18} ფორმულაში ელექტრონის მუხტი e შეიცვლება ელექტრონების საშუალო რაოდენობის $\langle n \rangle \cdot e$ გათვალისწინებით.

სურ.10-15-ზე წარმოდგენილია ფოტოგამამრავლებლის სიგნალი, მიღებული ოსცილოსკოპის ეკრანზე. თანამედროვე ოსცილოსკოპები სიგნალის ფორმის გარდა მის კიდევ ბევრ სხვადასხვა მახასიათებლებს წარმოადგენს ეკრანზე ექსპრეს-ანალიზისათვის.

11. სცინტილატორული დეტექტორები

ყველაზე მოთხოვნილი დეტექტორი, რომელიც დღეისათვის ექსპერიმენტულ ფიზიკაში შეიძლება იყოს - ეს სცინტილატორული მთვლეელია. იგი არის ყველგან - ურთულეს დანადგარებშიც და მარტივ, ვიწრო დანიშნულების ტესტ-სტენდებშიც. იგი შეიძლება იყოს როგორც კოორდინატული, ასევე ტრიგერული ფუნქციებით - როგორც გამშვები დეტექტორი, ასევე „ვეტო“-ფუნქციით... მასზე ამგვარი დამოკიდებულება, რა თქმა უნდა, მისი უნიკალური მახასიათებლებით არის განპირობებული. პირველ რიგში ეს მაღალი სისწრაფე და ეფექტურობაა.

განვიხილოთ ცალ-ცალკე სცინტილატორული მთვლელის შემადგენელი ელემენტები:

• სცინტილაცია და სცინტილატორი

დამუხტული ნაწილაკი ან γ -კვანტი ნივთიერებაში გავლისას თავისი ენერგიის ნაწილს გადასცემს ამ გარემოს. ამის მიზეზი ატომებთან შეჯახებაა, რის შედეგადაც გამჭოლი ნაწილაკის ენერგიის ნაწილი ამ ატომს გადაეცემა. ნივთიერებისა და გადაცემული ენერგიის რაოდენობის მიხედვით ამ მოვლენის სხვადასხვანაირი გამოვლინება გვაქვს - ენერგია შეიძლება დაიხარჯოს გარემოს იონიზაციაში, სითბურ ეფექტში, ასევე შესაძლებელია მოხდეს ატომის ალგუნება, როცა ბირთვის გარშემო მოძრავი ელექტრონი იცვლის ორბიტას და გადადის უფრო მაღალ დონეზე. ალგუნებული ატომის მდგომარეობა არასტაბილურია, იგი ბრუნდება საწყის მდგომარეობაში და ენერგია გამოთავისუფლდება გამოშვებული γ -კვანტის სახით. ამრიგად, ნაწილაკის გავლა ხდება მის კვალზე ფოტონების გაჩენის მიზეზი. დაბადებულ ფოტონებს აქვს ენერგია, ანუ სიჩქარე და ისინი იწყებენ გარემოს ნივთიერებაში მოძრაობას.

პირველ რიგში დავაფიქსიროთ, რომ ლაპარაკია გამჭვირვალე გარემოზე, ანუ დაბადებული γ -კვანტები არ შთაინთქმება ამავე გარემოს მიერ (არ ხდება მათი ენერგიის გადასვლა სითბურში) და ისინი აგრძელებენ ნივთიერებაში მოძრაობას. როცა ისინი ტოვებენ აღნიშნულ გარემოს, და თუ მათი ენერგია ხილულ სპექტრს შეესაბამება, მაშინ ამ მოვლენას ნათების სახით აღვიქვამთ. დეტექტორული ტექნოლოგიებისთვის ნაწილაკის მიერ ნივთიერებაში ნათებას სცინტილაცია ეწოდება, თავად ამ ნივთიერებას სცინტილატორი ჰქვია.

სამეცნიერო კვლევებში სცინტილაციის მოვლენა XX საუკუნის დასაწყისიდან გამოიყენება. გავიხსენოთ რეზერფორდის ცნობილი ექსპერიმენტი - ოქროს ფირფიტის α -ნაწილაკებით დაბომბვა. ბირთვზე გაბნევის შედეგად α -ნაწილაკთა გაბნევა დაიმზირებოდა სცინტილატორულ ეკრანებზე, თვალით. სწორედ ამ ექსპერიმენტის შედეგებით ჩამოყალიბდა იდეა ატომის ბირთვულ აღნაგობაზე.

დეტექტორების დასამზადებლად ყველაზე ხშირად პლასტიკური სცინტილატორები გამოიყენება. ეს არის ორგანული ნივთიერების მასაში შერეული სცინტილაციური ნივთიერება, რომელიც მზადდება ამ მასის გადნობისა და ექსტრუდირების გზით. ბაზისური პლასტიკური ნივთიერება შეიძლება იყოს პოლისტიროლი, პოლიმეთილმეთაკრილატი (PMMA), სხვა გამჭვირვალე პლასტიკური მასები. სცინტილაციური მინარევის ბაზისურ მასაში შეყვანა ხდება მდნარ მდგომარეობაში. სასურველი ფორმის მიცემის შემდეგ ხდება პოლიმერიზაცია. გრძელი ფილების დასამზადებლად ექსტრუზიის მეთოდია მიღებული - ამ გზით რამდენიმე მეტრი სიგრძის ფილა შეგვიძლია მივიღოთ, სასურველი სისქით. სცინტილატორის ფილა შეიძლება დამზადდეს უკვე შეზავებული და გაცივებული ბლოკებიდანაც, ჩარხებზე დამუშავებით. პირველ რიგში მოითხოვება ზედაპირების გაპრიალება - ამას არსებითი მნიშვნელობა აქვს დეტექტორისათვის.

ყოველ სცინტილატორულ ნივთიერებას გარკვეული *შუქ-გამოსავალი* აქვს. ეს არის დაბადებულ ფოტონთა რაოდენობა მასში გამავალი ნაწილაკის გზის სიგრძის ერთეულზე. რაც მეტია ფილის სისქე, მით მეტია დაბადებულ ფოტონთა რიცხვი, თუმცა სქელი ფილები არაა ყოველთვის გამოსადეგი გამჭოლი

ნაწილაკის მიერ ენერგიის კარგვის გამო. ასე რომ, ფილის ოპტიმალური სისქე ამოცანის ჩამოყალიბების დროს უნდა განისაზღვროს.

სცინტილატორი ხასიათდება სინათლის გამტარუნარიანობით (**მილევის სიგრძე A_0**), რაც შეესაბამება სიგრძეს, რომელზეც წარმოქმნილი სინათლის ინტენსივობა e -ჯერ შემცირდება. ეს სიდიდე ტალღის სიგრძის ფუნქციაა ($A_0 \sim f(\lambda)$) - მოკლე ტალღები მეტად შთაინთქმებიან. A_0 დიდად არის დამოკიდებული სცინტილატორის (შუქგამტარის) მასალის მინარევებისაგან სისუფთავეზე, სტრუქტურის ერთგვაროვნებაზე. მაგალითად, დამზადებისას ექსტრუზიის დროს გამდნარი სცინტილატორის მასაში შეიძლება გამოჩნდეს ჰაერის ბუშტულები - ეს მდნარი მასის მომზადების ტექნოლოგიის დარღვევის შედეგია და სცინტილატორული ფილა ზუსტი გაზომვებისათვის გამოუსადეგარი ხდება.

სცინტილატორული მასალის დასახასიათებლად კიდევ რამდენიმე სიდიდე არის შემოღებული:

ნათების სპექტრი - გამოსხივების ენერგიის განაწილება ტალღის სიგრძის მიხედვით. ცხრილებში, როგორც წესი, მიეთითება ტალღის სიგრძე, რომელზეც გამოსხივებული ენერგიის მაქსიმალური მნიშვნელობა მოდის.

საკუთარი გამოსხივების შთანთქმის სპექტრი - ტალღის სიგრძეების დიაპაზონი, რომლიდანაც სცინტილატორიდან მიღებული ფოტონები მაქსიმალურად შთაინთქმებიან.

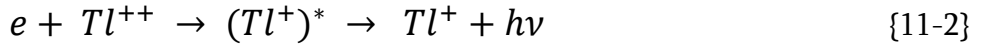
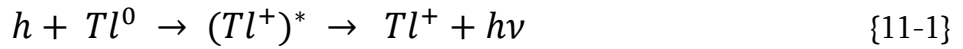
გამოსხივების დრო - დრო, რომლის განმავლობაში გამოსხივებული სცინტილაციის ინტენსივობა e -ჯერ მცირდება მაქსიმალურთან შედარებით.

კონვერსიული ეფექტურობა - ლუმინესცენტური ნათების ენერგიის შეფარდება ამ ნათების შესაქმნელად გამჭოლი ნაწილაკის მიერ დაკარგულ ენერგიასთან. ეს სიდიდე პოპულარული სცინტილატორებისათვის 28%-ს აღწევს.

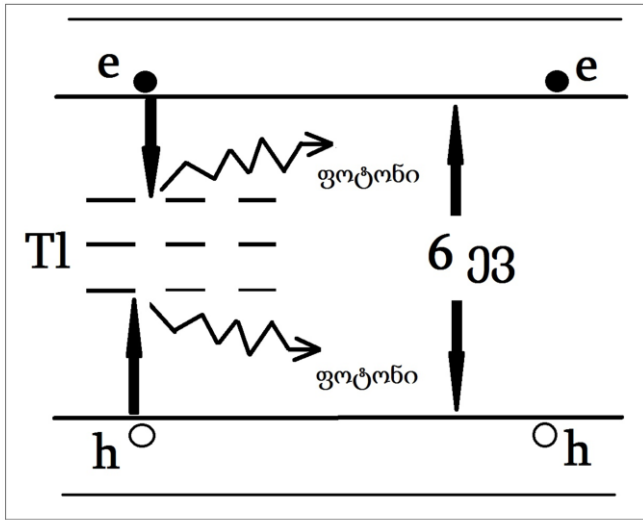
ქიმიური შემადგენლობის მიხედვით სცინტილატორები შეიძლება დავეყოთ ორგანულ და არაორგანულ ნივთიერებებად. მათში სინათლის წარმოქმნის პროცესი სხვადასხვაგვარად მიმდინარეობს.

ლუმინესცენციის მექანიზმი არაორგანულ სცინტილატორში. განვიხილოთ ცნობილი კრისტალის, თალიუმისანი ნატრიუმ-იოდის NaI(Tl) მაგალითზე. სურ.11-1-ზე წარმოდგენილია კრისტალში ელექტრონების დონეების სტრუქტურა. მასალა დიელექტრიკია, აკრძალული ზონის სიგანე 6 ევ-ია, ხოლო მათ შუა მოქცეულია თალიუმის დადებითი იონებისაგან (Tl^+) შექმნილი ენერგეტიკული დონეები. დაცემული დამუხტული ნაწილაკის მიერ დატოვებული ენერგია იწვევს (e) ელექტრონის ვალენტური ზონიდან გამტარობის ზონაში გადასროლას. ამასთან, ვალენტურ ზონაში წარმოიქმნება ხვრელი (h). ელექტრონი თავისი ზონის მაქსიმალურად ქვედა დონეს იკავებს, ხვრელი კი ვალენტობის ზონაში მაქსიმალურად ზედას. ეს აღვზნება სხვადასხვა გზით შეიძლება მოიხსნას - გადაეცეს ენერგია კრისტალს (ეს ნაკლებად ალბათურია), დაბრუნდეს ელექტრონი ვალენტობის ზონაში ისევ ფოტონის გამოსხივებით, რომლის ენერგიაც შთანთქმის სპექტრში მოექცევა და იგი ჩაიკარგება. უფრო ალბათურია ელექტრონისა და ხვრელის ვალენტურ ზონაში დაბრუნება უფრო ახლოს მდებარე ენერგეტიკულ დონეზე მოხვედრით, რომელიც თალიუმის იონებს (Tl^+) უჭირავს. ამგვარად,

წარმოიქმნება ნეიტრალური (Tl^0) ატომი და იონი (Tl^{++}). დიფუზიის შედეგად კრისტალში მათ გვერდით ელექტრონისა და ხვრელის მოხვედრისას ადგილი აქვს რეაქციას:



აქ უკვე ადგილი აქვს აღზნებული თალიუმის ($Tl^+)^*$ იონების წარმოქმნას და ეს აღზნება იხსნება ~ 3 ევ ენერგიის ფოტონის გამოშვებით (h - პლანკის მუდმივაა), რაც $\lambda \approx 410 - 415$ ნმ



სურ.11-1: ლუმინესცენციის მექანიზმი NaI(Tl) კრისტალში

ტალღის სიგრძეს შეესაბამება. ეს უკვე ნატრიუმ-იოდის შთანთქმის სპექტრის გარეთაა და ფოტონს აქვს საშუალება კრისტალიდან გარეთ გამოვიდეს - ვლუბლობით იისფერ ნათებას. თუ თალიუმის ატომების დიდი რაოდენობაა კრისტალში, არის საშიშროება, რომ ამგვარად მიღებული ფოტონი შთანთქმას კრისტალის შთანთქმის სპექტრზე თანხვედრის გამო. ამიტომაც სცინტილატორული კრისტალის მისაღებად მინარევის ოპტიმალური

კონცენტრაციაა დადგენილი ($\sim 2 \cdot 10^{-3}$), როცა შუქგამოსავალი მაქსიმალურია. ლუმინესცენცია (ფლუორესცენცია) მიიღევა დროში ექსპონენციურად $e^{-t/\tau}$, სადაც τ გამოსხივების დროის მუდმივაა და თალიუმისათვის იგი 230 ნწმ შეადგენს.

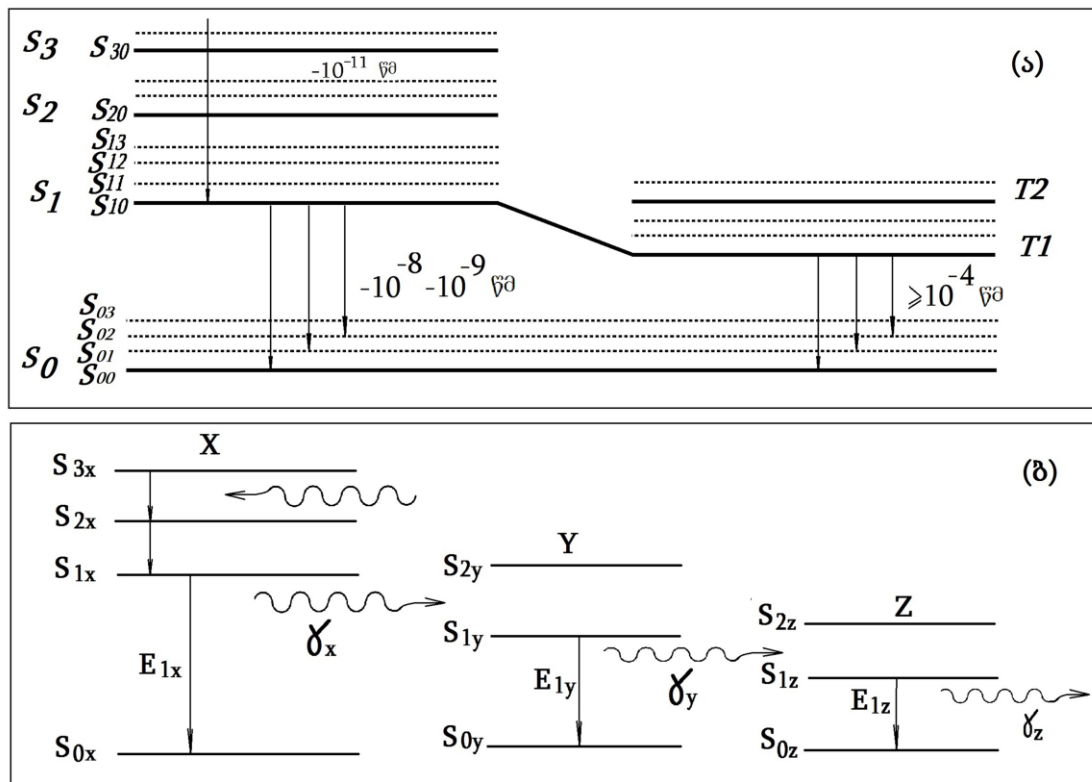
უნდა აღინიშნოს, რომ კრისტალში სხვა მინარევების არსებობისას, ან როცა კრისტალური სტრუქტურა დარღვეულია, აკრძალული ზონის შუაში მოქცეულ თალიუმის დონეებამდე შეიძლება გაჩნდეს დამატებითი ენერგეტიკული დონეები. მათზე ელექტრონის ან ხვრელის მოხვედრისას ადგილი აქვს {11-1,2} პროცესების წარმართვაში დაყოვნებას, რაც იგივე ტალღის სიგრძის, მაგრამ დროში დაგვიანებულ ფოტონებს გვაძლევს (>3 მლწმ, ფოსფორესცენცია). ეს ნივთიერების სცინტილაციური მახასიათებლის დეფექტად ითვლება.

სხვა არაორგანული კრისტალებიც დაახლოებით ამგვარი პროცესების შედეგად იძლევიან ფოტონურ გამოსხივებას. განსხვავება ტალღის სიგრძესა და სპექტრის პიკის სიგანეში შეიძლება იყოს.

ლუმინესცენციის მექანიზმი ორგანულ სცინტილატორში დაკავშირებულია მოლეკულის აღზნებასთან, იგი სწორედ მოლეკულის თვისებებზეა დამოკიდებული, ამიტომ მონოკრისტალში ან სცინტილატორული დანამატების (აქტივატორები, სპექტრის წამნაცვლებლები) შემცველ თხევად თუ პლასტიკურ გარემოში ფოტონების გამოსხივების პროცესი ერთნაირად მიმდინარეობს.

ნახშირბადის ატომის გარე შრეზე 4 ელექტრონია, აქედან 2-3 მაინც მოლეკულის სტრუქტურაშია ჩამაგრებული. რჩება თავისუფალი ელექტრონები, რომლებთაც აქვთ შესაძლებლობა განახორციელონ გადასვლები ლუმინესცენციის მექანიზმით.

კრისტალში მოლეკულების სუსტი ურთიერთკავშირი გვამღევს ნებას, რომ იგი განვიხილოთ, როგორც დამოუკიდებელი მოლეკულებისაგან შემდგარი ორიენტირებული სისტემა. ვალენტურ ელექტრონებს მოლეკულაში ენერგეტიკულ დონეებზე მხოლოდ გარკვეული (პარალელური ან ანტიპარალელური სპინებით) ორიენტაცია შეუძლიათ დაიკავონ, ანუ ჯამური სპინი არის ან 0 (S - სინგლეტური) ან ± 1 (T - ტრიპლეტური). სურ. 11-2ა-ზე



სურ.11-2: ლუმინესცენციის მექანიზმი ორგანულ სცინტილატორში ერთკომპონენტური (ა) და სამკომპონენტური (ბ) ნივთიერებებისათვის

მდგომარეობები აღნიშნულია S_{ij} სიმბოლოებით, სადაც i - ინდექსი მთავარ ენერგეტიკულ მდგომარეობას შეესაბამება, j ინდექსი კი მოლეკულაში ატომების რხევების შესაბამისად მიღებულ ქვედონეებს. S_{0j} არააღზნებული მდგომარეობაა, S_{1j} - პირველი აღზნებული, S_{2j} მეორე და ა.შ. ვიბრაციულ ქვედონეებს შორის ტიპური ბიჯი 0.16 ევ-ს უტოლდება. S_{1j} და S_{0j} დონეებს შორის კი სხვაობა რამდენიმე ევ-ს აღწევს. დამუხტული ნაწილაკის გავლა იწვევს აღზნებას, რაც გამოიხატება S_{0j} დონიდან ელექტრონის ზემო დონეებზე გადასვლაში. ამის შემდეგ ელექტრონი სწრაფად, 10^{-11} წამის რიგის დროში მაღალი აღზნების დონეებიდან არარადიაციულად ჩამოდის პირველ აღზნებულ დონემდე (S_{1j}). აქედან S_{00} დონეზე დაბრუნებისას უკვე მოსალოდნელია რადიაციული, ანუ ფოტონის გამოშვებით გადასვლა. ამ პროცესს $10^{-8} - 10^{-9}$ წამი ყოფნის. ამ დროს

გამომავალი ფოტონის ენერგია დონეებს შორის ენერგეტიკული სხვაობის ტოლფასია ($S_{10} - S_{00}$). ეს ნივთიერების შთანთქმის სპექტრის გარეთაა და ამგვარი ფოტონისათვის მასალა გამჭვირვალეა. თუ ენერგია ამ სხვაობაზე მეტია, ფოტონი შეიძლება კვლავ იქნეს ჩაჭერილი დონეების აღზნების პროცესში, რაც მოასწავებს, რომ შთანთქმის სპექტრის მიერ გადაფარვის გამო მოკლელტალდიანი სპექტრის ფოტონები შეიძლება დაიკარგოს.

არარადიაციული გზით ენერგიის გადაცემისას არის სინგლეტური მდგომარეობის ტრიპლეტურში გადასვლის ალბათობა. ამ დროს T_1 მდგომარეობიდან S_{00} -ზე ჩამოსვლას შედარებით დიდი დრო სჭირდება (ფოსფორესცენცია) - $\geq 10^{-4}$ წამი, თუმცა ეს პროცესი უფრო იშვიათია. როგორც სურათიდან ჩანს, ტრიპლეტური მდგომარეობის დონე S_{1j} აღზნებულ დონეზე დაბლაა, შესაბამისად ფოსფორესცენციური პროცესით მიღებული ფოტონის ტალღის სიგრძე უფრო მეტია, ვიდრე ფლუორესცენციურის. T_1 დონეზე მდებარე ელექტრონმა სითბური ენერგიით შეიძლება მიიღოს დამატებითი ენერგია და დაუბრუნდეს S_1 მდგომარეობას, საიდანაც უკვე განხილულ ფლუორესცენციურ $S_1 - S_0$ გადასვლასთან გვექნება საქმე, თუმცა აქ უკვე დაყოვნება მიკროწამების რიგისაა და რაოდენობრივად იგი სწრაფი კომპონენტის მხოლოდ 10%-ს შეადგენს.

სურ.11-2ბ-ზე მოცემულია ლუმინესცენციის მექანიზმის სქემა, როცა სამ კომპონენტასთან გვაქვს საქმე - Z სპექტრის წამნაცვლებელი გახსნილია Y აქტივატორით შეჯერებულ X გამხსნელში, რომლის პირველი აღზნებული დონის ენერგეტიკული დონე S_{1x} მეტია, ვიდრე აქტივატორის S_{1y} შესაბამისი დონე და მათზე ქვემოთაა სპექტრის წამნაცვლებელის ენერგეტიკული დონე S_{1z} . გამავალი დამუხტული ნაწილაკი ენერგიას კარგავს ძირითადად გამხსნელ მასალაში (X), რადგან Y და Z მინარევების რაოდენობა გაცილებით მცირეა. მასში წარმოქმნილი γ_x ფოტონის ენერგია საკმარისია სცინტილატორ-აქტივატორის მოლეკულის აღსაგზნებად, საიდანაც მიღებული γ_y ფოტონი სპექტრის წამნაცვლებლის აღზნების საშუალებით გამოასხივებს γ_z ფოტონს, რომელსაც შედარებით გრძელი ტალღის სიგრძის გამო აქვს შესაძლებლობა გადალახოს ფოტომიმღების შემშვები ფანჯრის ბარიერი [11-1].

მნათი გამოსხივება ინერტულ გაზებსაც ახასიათებს, მაგრამ მათი შუქ-გამოსავალი ძირითადად სპექტრის ვაკუუმურ ულტრაიისფერ ნაწილშია (<200

ცხრილი /11-1/. სცინტილატორთა ფარდობითი შუქ-გამოსავალი				
აგრეგატული მდგომარეობა	Ar	Kr	Xe	NaI(Tl)
გაზი (290°K, 0.15 მკა)	0.11	0.40	0.7	
თხევადი	0.35	0.53	0.9	
მყარი	0.42	1.30	1.9	1

ნმ), ფოტოგამამრავლებლით მის დასანახად სპეციალურ ფანჯრიანი მილაკებია საჭირო (კვარცი, მაგნიუმის ფტორიდი...), ამასთან საერთო ინტენსივობაც დაბალია.

კალორიმეტრიაში ბოლო წლებში დიდი გამოყენება ჰპოვეს გათხევადებულმა ინერტულმა გაზებმა. ლუმინესცენტური ნათება ამ აგრეგატულ

მდგომარეობაში მეტია (ცხრილი /11-1/), სხვა მახასიათებლებითაც აშკარა უპირატესობაა გაზურთან შედარებით [11-1].

- **სცინტილატორული მთვლელის აგებულება**

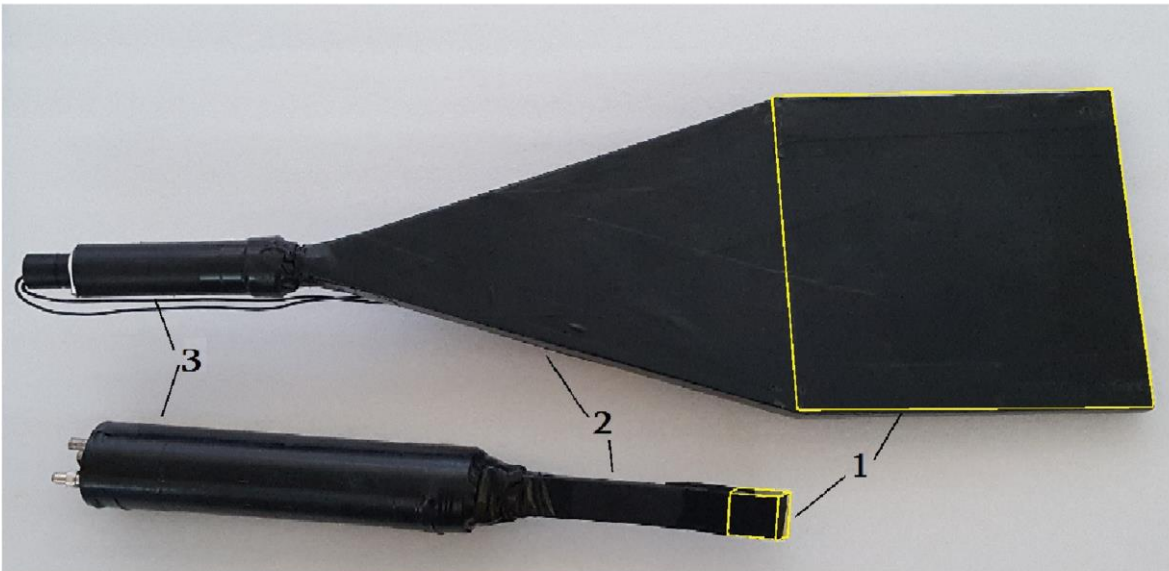
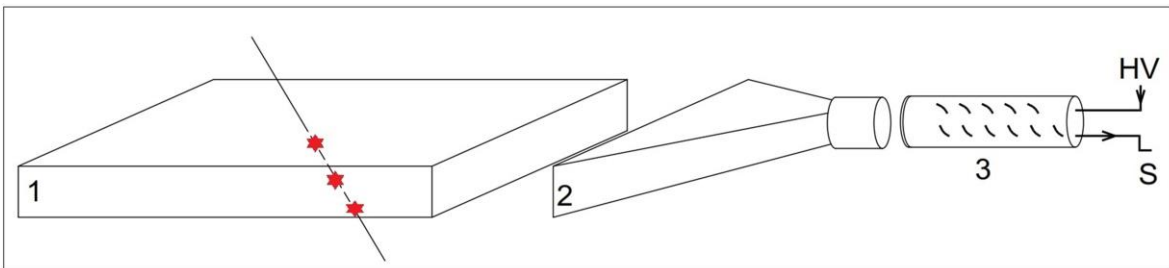
1944 წელს სცინტილატორის ფილა მიერთებული იქნა ფოტოგამამრავლებლის მილაკზე, რაც ამ ტიპის დეტექტორების დაბადების თარიღად უნდა ჩაითვალოს.

სცინტილატორი შეიძლება იყოს გაზურ, მყარ და თხევად აგრეგატულ მდგომარეობებში. ამოცანის მიხედვით ირჩევა შესაბამისი ნივთიერება.

აქ საუბარი გვექნება მყარ, პლასტიკურ ორგანულ სცინტილატორებზე.

სცინტილატორული დეტექტორის (მთვლელის) ძირითადი ელემენტებია სცინტილატორი, შუქგამომყვანი ფილები ან ბოჭკოები, შუქის მიმღები ელემენტი (ფოტოგამამრავლებელი, შუქდიოდი...).

თავად მთვლელის მუშაობის პრინციპი მარტივია - ნაწილაკი, გაივლის რა სცინტილატორული დეტექტორის აქტიურ ელემენტში (სცინტილატორში), იწვევს ლუმინესცენციის მოვლენას და ტოვებს მნათ წერტილებს - ლუმინესცენციურ ფოტონებს. დეტექტორის ამოცანაა ამ ფოტონების მიმართვა შუქის მიმღები ელემენტისაკენ, რომელიც ამ ფოტონების მიღების საფუძველზე ელექტრული იმპულსის სახით გვამღევს ინფორმაციას სამეზბნი ნაწილაკის გავლაზე.



სურ.11-3: სცინტილატორული მთვლელის ელემენტები. 1-სცინტილატორი, 2- შუქგამტარი, 3-ფოტოგამამრავლებელი, HV-მაღალი ძაბვის კვება, S-სიგნალის გამოსავალი

გამოყენების მიხედვით სცინტილატორული დეტექტორი უმეტესად მთვლელის რეჟიმში მუშაობს. ანუ, ინფორმაცია, რომელიც მთვლელიდან

მიიღება, არის ნაწილაკის გავლის შესახებ - ფიქსირდება სცინტილატორული ფილის გადაკვეთის მომენტი, ამასთან მაღალი სიზუსტით. ამას გარდა დეტექტორს შეუძლია ნაწილაკის გავლის გეომეტრიული კოორდინატის მოცემა, ოღონდ მისივე ზომების ფარგლებში. გრძელი სცინტილატორული მთვლელების შემთხვევაში შესაძლებელია გრძივი კოორდინატის დაზუსტება სინათლის სიგნალის ორმხრივი მიღება-დაგვიანების საფუძველზე, თუმცა აქ საკმაოდ უხემ მიახლოებასთან გვაქვს ხოლმე საქმე. სპეციალურად შექმნილი სცინტილატორული მთვლელები გამავალი ნაწილაკის ენერჯის განსაზღვრის საშუალებასაც იძლევა (კალორიმეტრიაში). ეს უკვე კომბინირებული დეტექტორების საკითხია და მოგვიანებით იქნება განხილული. ამჯერად სცინტილატორული მთვლელის მუშაობის პრინციპებს შევეხებით.

გამჭოლი ნაწილაკის მიერ სცინტილატორის გარემოში სინათლის წარმოქმნის შემდეგ ამოცანაა ამ ფოტონების მიმართვა ფოტოგამამრავლებლის მიმღები ფანჯრის, ან სხვა შუქმიმღები ელემენტისაკენ.

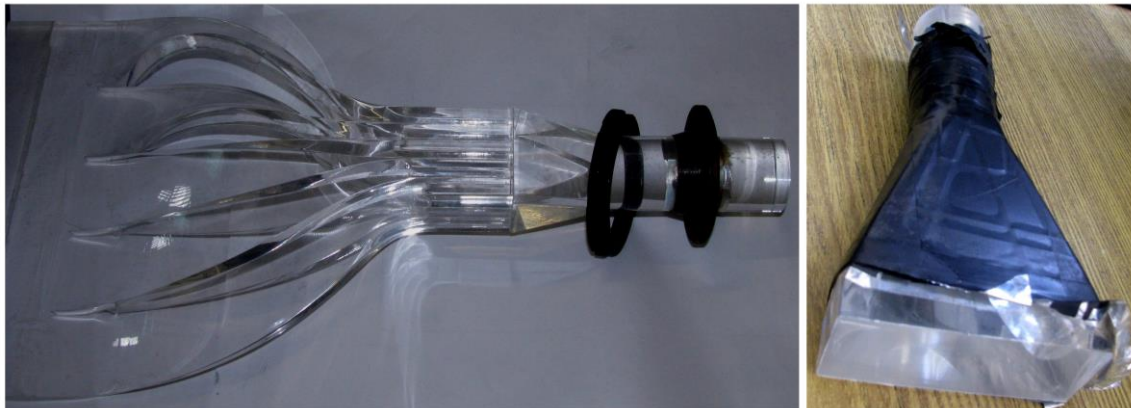
ელექტრულ სიგნალად გარდასახვამდე ლუმინესცენტურ ფოტონს რამდენიმე ეტაპი აქვს გასავლელი. პირველი - ეს სცინტილატორული ნივთიერების (კრისტალი, პლასტიკური მასალა, სითხე თუ გაზი) სისქეში გავლაა. ამ საკითხს ნაწილობრივ უკვე შევეხეთ. ვიგულისხმობთ, რომ სცინტილაციის შედეგად დაბადებული ფოტონის ტალღის სიგრძე მასალის შთანთქმის სპექტრის გარეთაა.

თუ მყარი სცინტილატორის გარე ზედაპირები მაღალ დონეზე არის გაპრიალებული, დაცემის გარკვეული კუთხეებისათვის ხდება ფოტონების სრული შინაგანი არეკვლა და სინათლის კვანტი აგრძელებს ნივთიერების შიგნით მოძრაობას. აბსოლუტურად გლუვი ზედაპირიდან სრული შინაგანი არეკვლის შედეგად ყველა ფოტონი რჩება პირველად გარემოში. ხაოიანი, დაკაწრული ზედაპირის შემთხვევაში კი, როცა ფოტონი ხვდება უკვე სხვა კუთხით მიმართული ზედაპირის ელემენტებზე, მეორე გარემოში მათი გადასვლა უფრო მარტივია და ინტენსივობას დანაკარგები გაუჩნდება. ამ დროს შედარებით ნაკლებად საშიშია სინათლის გავრცელების მიმართულების გასწვრივ არსებული ნაკაწრები. არეკვლის კუთხე ამ დროს ფოტონებს ისევ პირველად გარემოში ტოვებს, განივი ნაკაწრების დროს კი პირდაპირი დანაკარგებია. მდნარი მასის ექსტრუზიის დროს გრძელ ფილას შეიძლება გაუჩნდეს გრძელი მხარის გასწვრივ არაერთგვაროვანი ზედაპირი, მაგრამ ეს A_0 სიდიდეზე დიდად არ იმოქმედებს. ამგვარი დანაკარგების შესამცირებლად სცინტილატორული ფილა უნდა შეიფუთოს ამრეკლავ ალუმინიზირებულ ფირში. ალუმინის არეკვლის ხარისხი 90%-მდეა და სხვა ლითონის ზედაპირებთან შედარებით საუკეთესოა. თხელი, 30-50 მიკრონი სისქის ალუმინიზირებული ფირი მჭიდროდ, ტალღებისა და ნაკეცების გარეშე უნდა შემოეხვიოს სცინტილატორულ ფილას, შემდეგ კი მარტივად დამაგრდეს წებოვანი ლენტით.

ზედაპირებიდან დანაკარგები ირიბადაა დამოკიდებული ფილის სისქეზე. ცხადია, რომ თხელ შრეში მოძრავი სინათლის სხივი უფრო მეტჯერ ეჯახება კედლებს, ვიდრე სქელ სცინტილატორში. შესაბამისად, დანაკარგიც მეტია. ფიზიკური ამოცანიდან გამომდინარე, ხშირად არაა სასურველი გამჭოლი ნაწილაკის გზაზე მასიური ნივთიერებების განთავსება - გაბნევისა და

ენერგეტიკული დანაკარგების ასაცილებლად. ასე რომ ამ დროს გარკვეული ოპტიმიზაცია და კომპრომისებია გასაკეთებელი.

გადასაჭრელი საკითხია ფოტონების მიმართვა ფოტოგამამრავლებლის შემშვები ფანჯრისაკენ. პლასტიკურ სცინტილატორებში ყველაზე გავრცელებულია მეთოდი, როცა სცინტილატორული ფილის ბოლოზე წებდება შუქგამტარი პლასტიკური მასალისგან დამზადებული ფილა, რომლის ერთი მხარის განივკვეთი ემთხვევა აქტიური ფილის ფორმას, მეორე მხარე კი ფოტოგამამრავლებლის ფანჯრის ფორმას იმეორებს. სურ.11-3-ზე მოცემულია ამგვარი სცინტილატორული მთვლელის სქემა.



სურ.11-4: PMMA შუქგამტარი სცინტილატორული დანამატების გარეშე

როგორც წესი, შუქგამტარი კეთდება იგივე მასალისაგან, რაც სცინტილატორი, ოღონდ სცინტილირებადი დანამატების გარეშე. ეს იმიტომ, რომ აქტიური სცინტილატორი საჭიროა მხოლოდ გარკვეულ ადგილას, ხოლო შუქგამტარის გზაზე მიღებული ნათებები არასასურველი ფონის კატეგორიაშია და „ანაგვიანებს“ ინფორმაციას. ამას გარდა, იგივე მასალა ნიშნავს იგივე გარდატეხის მაჩვენებელს, რის გამოც ზედაპირების შეხების არეში არეკვლას აღარ ექნება ადგილი. რაც შეეხება ფოტოგამამრავლების არჩევას - პირველ რიგში უნდა იქნას შეჯერებული სცინტილატორის სპექტრალური გამოსავალი და მილაკის სპექტრალური მგრნობიარობა, რათა არ მოხდეს მოპოვებული ფოტონების დაკარგვა მილაკში მოხვედრის წინ. მაგალითად, კვარცული მინის ფანჯარა ატარებს სინათლეს 170-220 ნმ ტალღის სიგრძის ზემოთ, ხოლო უბრალო მინა - 320-350 ნმ-დან ხილულის მხარეს. თუ გვაქვს გამოსხივება, რომელიც მინის ფანჯარაში ვერ გააღწევს, უნდა ავიღოთ კვარცულ ფანჯრიანი მილაკი, მიუხედავად მისი შედარებითი სიძვირისა.

ზედაპირების შეერთების ადგილები უნდა შეივსოს სპეციალური ოპტიკური სილიკონური საცხით - ამ დროს შემხებ ზედაპირებს შორის არ დარჩება ჰაერის ფენა, რომლის ოპტიკური გარდატეხის მაჩვენებელი მკვეთრად განსხვავდება სცინტილატორისა და შუქგამყვანის იგივე მახასიათებლისაგან. წინააღმდეგ შემთხვევაში აქ გვექნება შიდა არეკვლა და ფოტონების დანაკარგები. თავად საცხის გარდატეხის მაჩვენებელი $n=1.47$ და ეს სიდიდე ახლოსაა მინის ან კვარცის მახასიათებელთან ($n=1.49$), ამიტომაც საცხი-მინის ზღურბლზე დანაკარგები პრაქტიკულად აღარაა.

არეკვლის ეფექტის შემცირება შესაძლებელია შემშვებ ფანჯარაზე ანტიამრეკლი ფენის დაფენით. ოპტიკაში იყენებენ MgF_2 -ს, ($n=1.32$ ხილული სპექტრისათვის). დაფენილი შრის სისქე ტალღის სიგრძის მეოთხედის რიგისაა.

ფოტოგამამრავლებლის მინაში გაღწეულ ფოტონებს კიდევ ერთი ბარიერის გადალახვა უწევთ - არეკვლა ფოტოკათოდის ზედაპირიდან. რაც მეტია ფოტოკათოდის გარდატეხის მაჩვენებელი, მით მეტია დანაკარგი. მაგალითად, გალიუმ-არსენიდის ფოტოკათოდისათვის, რომლის $n=4$, არეკვლაზე დანაკარგი 40%-ს უტოლდება. ამ დროსაც ანტიამრეკლი შრის დაფიქტვა ფოტოკათოდზე მცირედით ასწორებს სიტუაციას. ამასთან, ნახევრადგამჭვირვალე (ტრანსმისიული) ფოტოკათოდში დანაკარგები ნაკლებია, ვიდრე ამრეკლი ტიპის ფოტოკათოდისათვის.

აწყობილი პლასტიკური სცინტილატორული მთვლელი შავი ქაღალდითა და გაუმჭვირვალე წებოვან ლენტით დაფარული ელემენტია, რომელზეც დამცავ კორპუსში ჩამალული ფოტომიმლები არის მიერთებული .

გამოსხივების წყაროს გარეშე ბნელ ყუთში მოთავსებული დეტექტორის ჩართვით მოწმდება მთვლელის ხარისხი. ამ დროს ითვლება მხოლოდ კოსმოსური სხივებიდან მიღებული ნაწილაკები და ფოტოგამამრავლების ე.წ. ბნელი დენი. თუ სინათლეზე გამოტანილი დეტექტორი უფრო მაღალ თვლას აფიქსირებს, ეს შეფუთვის ხარვეზებზე მიუთითებს და იგი უნდა გამოსწორდეს.

პლასტიკური სცინტილატორული დეტექტორებისადმი მაღალი მოთხოვნილება მათი წარმოების სიმარტივითა და შესაბამისად, სიიაფით განისაზღვრება. ასევე, მნიშვნელოვანია მათი ექსპერიმენტული დანადგარის გეომეტრიაზე „მორგების“ შესაძლებლობა. დამზადებული სცინტილატორის ფილას შეიძლება მარტივად შეეცვალოს ფორმა, რაც ზოგჯერ მათი გამოყენების ეფექტურობას ზრდის.

სამუშაო მახასიათებლების მხრივ სცინტილატორულ დეტექტორს დიდი უპირატესობა აქვს სწრაფმოქმედების მხრივ - იგი ამ მხრივ გაზურობის გამრავლების დეტექტორებს 10-ჯერ მაინც აღემატება. ეს თვისება ტრიგერულ სისტემებში მის გამოყენებას განაპირობებს.

ნაკლოვანებად ითვლება დამველების ეფექტი - სცინტილატორული ფილა დიდ დატვირთვაზე მუშაობისას გარკვეული დროის შემდეგ კარგავს გამჭვირვალობას და დასახული ამოცანისათვის გამოუსადეგარი ხდება.

როგორც ვახსენეთ - სხვა აგრეგატული მდგომარეობის ნივთიერებებიც შეიძლება იქნას სცინტილაციურ მთვლელად გამოყენებული. მაგალითად, ექსპერიმენტ „RISK“-ის მიუონური ფილტრის ტრიგერულ-მარეგისტრირებელი მთვლელეები თხევადი სცინტილატორის ბაზაზე იყო შექმნილი - ეს იყო უაიტ-სპირიტით (გაწმენდილი ნავთი) შევსებული მინის 4-5 მ სიმაღლის მინის მილები, რომლის ერთ ბოლოზე ფოტოგამამრავლებელი იყო დამონტაჟებული [11-2]. იმ დროისათვის (ეს 1980-1984 წლებია) ეს საკმაოდ იაფი იყო და მარტივად დამზადდა. თანამედროვე დანადგარებში ამგვარი მთვლელის გამოყენება გამორიცხულია სახანძრო უსაფრთხოების თვალსაზრისით.

სამრეწველო ტექნოლოგიაში შუქგამტარი ბოჭკოების მაღალ დონეზე წარმოჩენამ სცინტილატორულ დეტექტორებს ლუმინესცენტური ნათების გამოტანის მხრივ ახალი შესაძლებლობები გაუხსნა.

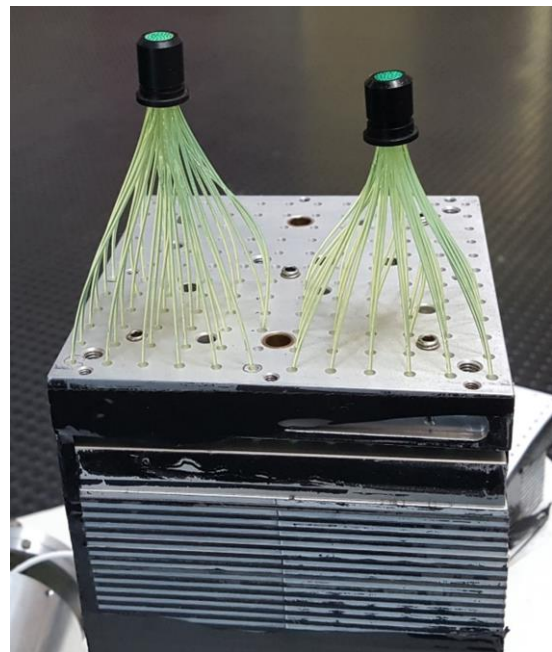
• **შუქგამტარი ბოჭკოები**

თანამედროვე დანადგარებისათვის სცინტილატორული მთვლელების აწყობისას მყარი შუქგამტარის ნაცვლად გამოიყენება შუქგამტარი ბოჭკოები (fiber)- ისინი თავსდება სცინტილატორის ფილაზე სპეციალურად გაკეთებულ ღარში და მიემართება ფოტომიმდები ელემენტისკენ, რომელიც შეიძლება რამდენიმე მეტრის მოშორებით მდებარეობდეს.

ამ ტექნოლოგიის შემოღებას თავისი გამართლება აქვს: - პირველ რიგში ეს სცინტილატორულ ფილაში წარმოქმნილი ფოტონების უკეთესი მოკრებაა. შუქგამტარი ბოჭკო ფილას მთელ სიგრძეზე მიუყვება, ამიტომ დაბადებული ფოტონების მოხვედრა შუქგამტარში ამ ადგილის უშუალო სიახლოვეს ხდება. ამის გარდა, მილევის კოეფიციენტი შუქგამტარში საგრძნობლად დაბალია ფილის იგივე მახასიათებელთან შედარებით, ანუ ბოჭკოში მოხვედრილი ფოტონები ფოტოგამამრავლების ფანჯრამდე მინიმალური დანაკარგებით ხვდება. კიდევ ერთი დადებითი მხარეა ბოჭკოს მოქნილობა - რთული კონსტრუქციის დანადგარებში არაა საშუალება, რომ ფოტოგამამრავლებელი უშუალოდ მიედგას სცინტილატორულ ფილას, ასევე ძლიერ მაგნიტური ველებში მილაკის მუშაობის რეჟიმი ირღვევა. მოქნილი ბოჭკოების საშუალებით ფოტოგამამრავლებელი გადის პრობლემური ზონიდან და ამოცანა მარტივად გვარდება.

ფოტოგამამრავლებლების წარმოების ტექნოლოგია დღეისათვის იძლევა შესაძლებლობას, რომ მილაკის ფანჯრას ჰქონდეს მატრიცული შესავალი. ამ დროს ერთი მილაკი უერთდება რამდენიმე სცინტილატორს, რადგან ბოჭკოს დიამეტრი მილიმეტრის რიგისაა. ეს საგრძნობლად ამარტივებს დიდ დანადგარებში აპარატურული გადატვირთვის პრობლემას - ნაკლები კაბელები, ძაბვის წყაროები და ა.შ. ასევე, არის შესაძლებლობა გამოყენებული იქნას მატრიცული ფანჯრიანი მყარი ფოტოგამამრავლებლები.

უნდა გავუსვათ ხაზი დეტექტორებისათვის განკუთვნილ შუქგამტარსა და საყოფაცხოვრებო, კავშირგაბმულობის დანიშნულების ბოჭკოებს შორის სხვაობას. დეტექტორების შემთხვევაში ფოტონების მოხვედრა ბოჭკოს შიგნით ხდება ბოჭკოს ცილინდრული გვერდებიდან, იმ ნაწილში, რომელიც ფილის ღარშია ჩადებული. იგი ერთგვარად ფოტონების შემგროვებლად გვევლინება. ფილის გარეთ დარჩენილი ნაწილი ამ ბოჭკოს სრული სიგრძიდან უკვე პასივირებულია - დაფარულია შუქგაუმტარი გარსით. კავშირგაბმულობის ან სხვა საყოფაცხოვრებო გამოყენებაში მომუშავე ბოჭკოებში კი სინათლე შედის ერთი კიდედან და გადადის მეორე კიდეში, ამიტომ ამგვარი ბოჭკოს მთელი



სურ.11-5: შუქგამტარი ბოჭკოების კონს კალორიმეტრის ელემენტიდან

სხეული, კიდეების გარდა დაფარულია შუქგაუმტარი დამცავი გარსით. გვერდიდან მათში სინათლის მოხვედრა, დეტექტორისგან განსხვავებით, ბოჭკოს დეფექტზე მიუთითებს. თვითონ ბოჭკოს საშუალებით სინათლის გადატანის იდეა ორშრიანი ბოჭკოსათვის საერთოა და იგი მოკლედ შემდეგში მდგომარეობს:

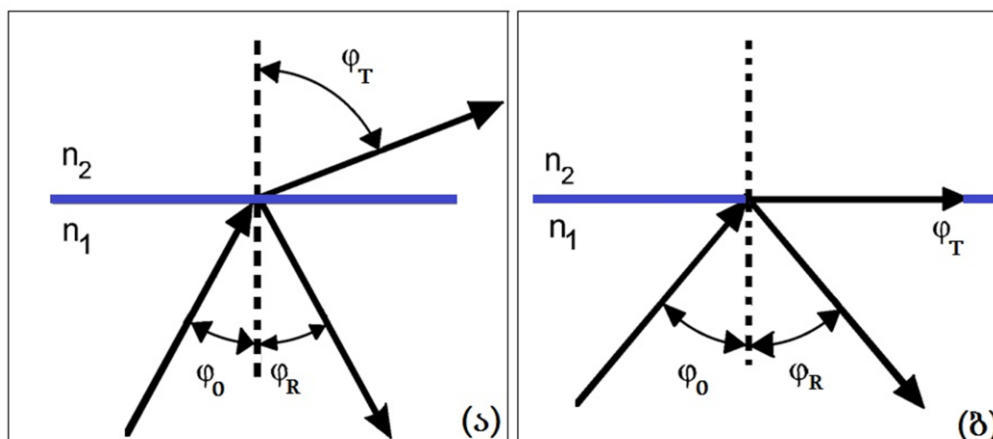
ბოჭკოში შუქის გავრცელების პროცესი ეფუძნება ელექტრომაგნიტური ტალღის გარდატეხისა და სრული შინაგანი არეკვლის მოვლენას სხვადასხვა გარდატეხის მაჩვენებლების მქონე გამჭვირვალე გარემოთა შესაყარზე. გავიხსენოთ ცოტა რამ ოპტიკის კურსიდან: სხვადასხვა გარემოთა საზღვარზე, დაცემის კუთხის მიხედვით ტალღა შეიძლება გადავიდეს მეორე გარემოში, ოღონდ მისი მოძრაობის მიმართულება იქნება სხვა - ეს გარდატეხის მოვლენაა. დაცემის კუთხე φ_0 , არეკვლის კუთხე φ_R და გარდატეხის კუთხე φ_T ერთმანეთთან დაკავშირებულია სნელიუსის კანონით:

$$\varphi_0 = \varphi_R; \quad n_1 \cdot \sin \varphi_0 = n_2 \cdot \sin \varphi_T \quad \{11-3\}$$

n_1 და n_2 გარემოთა ოპტიკური გარდატეხის მაჩვენებლებია. {11-3} ფორმულის თანახმად გარდატეხის კუთხე მეტია დაცემის კუთხეზე,

$$\varphi_0 > \varphi_T; \quad (n_1 > n_2) \quad \{11-4\}$$

როცა სხივი გადადის ოპტიკურად მკვრივი გარემოდან ნაკლებად მკვრივ გარემოში.



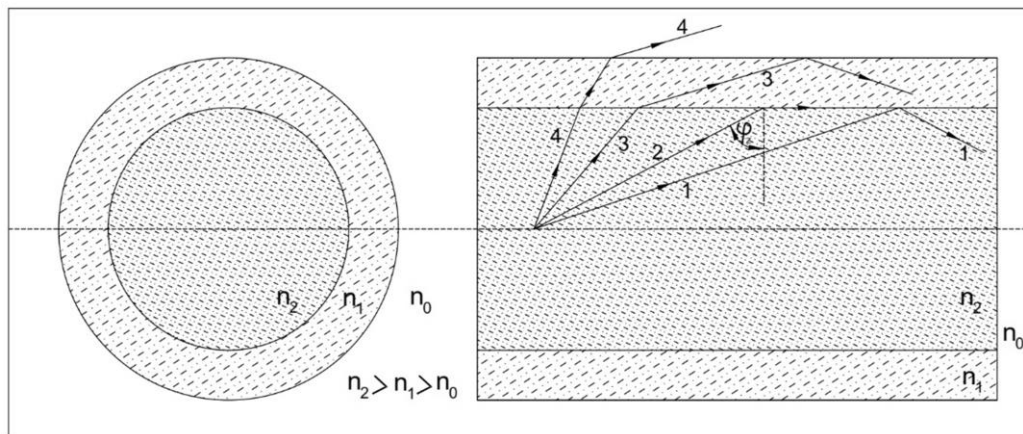
სურ.11-6. ტალღის გარდატეხისა და სრული შინაგანი არეკვლის მოვლენათა სქემები

დაცემის კუთხის ზრდით მიიღწევა მდგომარეობა, როცა სხივი კი აღარ გადადის მეორე გარემოში, არამედ მიუყვება საზღვარს პირველი გარემოს მხრიდან. φ_0 -ის შემდგომ ზრდას მივყავართ სრული შინაგანი არეკვლის მოვლენამდე. სურ.11-6-ზე ეს ოპტიკური მოვლენა არის გამოსახული.

ოპტიკური ბოჭკოს კვეთა წრიული ფორმისაა, უფრო სწორად, ეს ორი კონცენტრული წრეა. შიდა - ბოჭკოს გული ოპტიკურად მკვრივი (უმეტესად კვარცი) გარემოა, გარეთა - გარსი კი გულთან შედარებით ოპტიკურად ნაკლებად მკვრივია.

სურ.11-7-ზე იგივე მოვლენის სქემაა წარმოდგენილი, უკვე ორშრიანი ბოჭკოს გეომეტრიისათვის. სხივი (1) ბოჭკოს შიდა ზედაპირს ეცემა დიდი

კუთხით და ის უდანაკარგოდ ბრუნდება უკან. (2) სხივის დაცემის კუთხე ზღურბლურია (გარდატეხის მაჩვენებლები $n_2 > n_1$), კიდევ უფრო ნაკლები კუთხით დაცემული სხივის (3) ნაწილი კი აღწევს გარე გარემოში. აქ უკვე საქმეში ერთვება გარსი. მისი გარდატეხის მაჩვენებელი მეტია, ვიდრე მის გარეთ მდებარე გარემოსი ($n_1 > n_0$), ანუ ჰაერის. სხივი (3)-ის ნაწილი, რომელიც გულის შრიდან გამოვიდა, მიემართება გარსის გარე კედლისაკენ, მაგრამ მისი დაცემის კუთხე დიდია და იგი დაბრუნდება ბოჭკოს გარემოში სრული არეკვლით. გარსიდან ჰაერში გამოაღწევს მხოლოდ ის სხივები (4), რომლებიც გულიდან გარსში გადასვლის შემდეგ მაინც მცირე კუთხით ეცემიან გარსის გარე კედელს. ამრიგად, გარსის საშუალებით სინათლის ნაწილი, რომელიც გადის გულარიდან, ბრუნდება უკან. ეს არის მეორე შრის არსებობის ერთ-ერთი საფუძველი - გამოყენებულია [11-4] ფორმულაში გამოსახული მოვლენა, როცა სხივის მოძრაობის მიმართულება იცვლება და ამით იზრდება შინაგანი არეკვლის წილი. რა თქმა უნდა, დამატებითი შრეები კიდევ უფრო გამოსაწორებდა სიტუაციას, მაგრამ აქ უკვე ტექნოლოგიური და გეომეტრიული პრობლემები იჩენს თავს. როგორც წესი, ძირითადი შუქგამტარობა გულარს ეკუთვნის. დამზადების ტექნოლოგიური სირთულეებიდან გამომდინარე, გარსის გარე მხარე მაინც უფრო უხეში გამოდის და ამ ადგილიდან დანაკარგები დიდია. ზოგიერთ შემთხვევაში საერთოდ არ იყენებენ ამ მხარეს გამოსულ სხივებს და ზედაპირს შავად ფარავენ, რათა ამ სხივებმა ძირითადად, გულარში გამავალ შუქს ხელი არ შეუშალოს - პირველ რიგში დაგვიანების გამო.



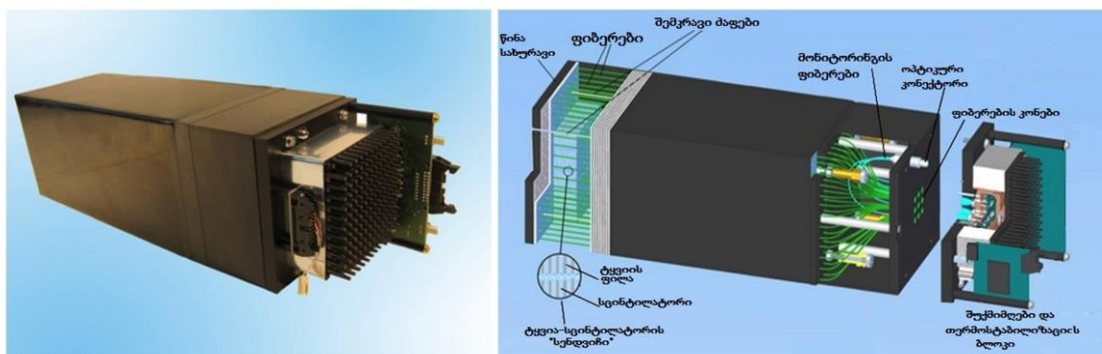
სურ.11-7: სინათლის გავრცელება ორშრიან შუქგამტარ ბოჭკოში

შუქგამტარი ბოჭკო მზადდება ექსტრუზიის მეთოდით. გულარისათვის: გამდნარი მასა საჭირო დიამეტრის ხვრელიდან გამოედინება წნევის საშუალებით და ცივი გაზის ნაკადში მყარდება. გარსის დასაფენად გულარი გატარდება უკვე მეორე გამდნარ მასაში, გარე დიამეტრს კი უზრუნველყოფს შესაბამისი დიამეტრის ხვრელი. ამ პროცესში მნიშვნელოვანია ორი შრის შეერთების ადგილის ერთგვაროვნება და გარსის გულარიდან აქერცვლის გამორიცხვა. ეს ძირითადად ტემპერატურული რეჟიმებისა და გამოდნობის სიჩქარის სწორი შერჩევით ხორციელდება. ფიბერების დამზადება არაა რთული ტექნოლოგიური პროცესი. ისინი შეიძლება ლაბორატორიულ პირობებშიც გაკეთდეს - ეს

უმთავრესად ხდება სპექტრის წამნაცვლებელი დანამატების შერჩევის მიზნით, როცა ექსპერიმენტი მასალების სპეციფიკურ შემადგენლობას საჭიროებს, რომლებიც მასიურ წარმოებაში არაა ათვისებული.

ყველაზე გავრცელებული შუქგამტარებია პოლისტიროლის გულარითა ($n_1 = 1.58$) და პოლიმეთილმეთაკლატის (PMMA, $n_2 = 1.49$) გარსით. გარდატეხის მაჩვენებლების მიხედვით ფიბერის ე.წ. „ციფრული აპერტურა“ გამოიყენება ($\varepsilon = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$). გარსის მასაში ფტორის მოლეკულების შერევა გარდატეხის მაჩვენებელს საფუძვლიანად ამცირებს 1.42-მდეც კი. ამ ეფექტის გამოყენებით ბოჭკო სრულად PMMA-მასალით შეიძლება დამზადდეს: გულარი სუფთა PMMA, გარსი კი ფტორირებული.

ძალიან წვრილი გულარი, ანუ ცენტრალური ნაწილი, როცა იგი ტალღის სიგრძის რიგისაა, ფარგლავს გასული ტალღების სპექტრს და ბოჭკოში გაივლის მხოლოდ ამ დიამეტრის შესაბამისი სიგრძის ტალღები. ეს მოვლენა მნიშვნელოვანია კავშირგაბმულობისათვის განკუთვნილი ფიბერებისათვის. დეტექტორულ ფიზიკაში ამგვარი გადარჩევა არაა საჭირო, ამიტომ გულარის დიამეტრი 1 მილიმეტრამდე კეთდება - სრული სპექტრის შესანახად. გრძელი ბოჭკოებისათვის, როცა მათი სიგრძე რამდენიმე კილომეტრია, გარკვეულ დანაკარგებს იწვევს გულში ტალღის გავრცელებისას დისპერსიის მოვლენა, ასევე შემავალი სპექტრის გავრცელების სხვადასხვა სიჩქარე ტალღის სიგრძის მიხედვით. გულის ღერძის გასწვრივ გამავალი ტალღა ნაკლებ გზას გადის, ვიდრე გარსზე არეკლადი სხივები. ექსპერიმენტულ დანადგარებში ფიბერების სიგრძე რამდენიმე მეტრით იფარგლება, ამიტომ მსგავსი ეფექტები უმნიშვნელოა. დეტექტორებისათვის ფიბერის არჩევისას ყურადღება უნდა მიექცეს ბოჭკოს გულარისა და გარსის სპექტრალურ გამჭვირვალობას და ე.წ. მილევის კოეფიციენტს.



სურ.11-8: „შაშლიკ“-ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის ECALO-მოდული (COMPASS)

ბოჭკოების ნივთიერება სპექტრის სხვადასხვა უბნების მიმართ შეიძლება სხვადასხვაგვარი გამჭვირვალობით ხასიათდებოდეს. სცინტილაციური მთვლელებიდან მიღებული სპექტრებში ულტრაიისფერი ნაწილი ჭარბობს, მაგრამ გარსი გაუმჭვირვალე შეიძლება იყოს სპექტრის უფრო მოკლელტალლოვანი ნაწილის მიმართ. შუქგამტარი ბოჭკო არაა თავად სცინტილაციური მინარევებით დატვირთული, თუმცა შესაძლებელია გარსის მასალაში იყოს ტალღის სპექტრის წამნაცვლებელი ნივთიერების მინარევი, ვაკუუმური ულტრაიისფერი სპექტრის

ჩასაჭერად. ამით შუქმეკრება მატულობს და დეტექტორული მთვლელის ეფექტურობა იზრდება. დანამატებიანი ფიბერი თვალთაც ადვილი ამოსაცნობია. ისინი ხილული სპექტრის ფერებად ანათებენ გამოსავალი კიდედან - მწვანე, ყვითელი, ცისფერი ფერები ჭარბობენ - ეს სპექტრის წამნაცვლებელი დანამატების მიხედვით განისაზღვრება. სუფთა კვარცული ან PMMA-სტიროლური ფიბერები გამჭვირვალეა.

ორი შრის მიუხედავად ბოჭკოდან მაინც არის ფოტონების დაკარგვის ალბათობა, ამიტომ მასაც აქვს მახასიათებელი - მილევის კოეფიციენტი. იგი მყარი სცინტილატორების მახასიათებლის მაგვარად, განისაზღვრება შესული ფოტონების რაოდენობის e-ჯერ შემცირებით. ინტენსივობის დაკარგვის მიზეზი შეიძლება იყოს არა მარტო ტალღური ეფექტები. მნიშვნელოვანია ფიბერის დამზადების ხარისხი - გულის ელიფსურობა, მასალების სისუფთავე, გულის და გარსის გარე ზედაპირების სიგლუვე.

ბოჭკოს არ ახასიათებს სიხისტე - იგი შეიძლება იქნას ნებისმიერი ფორმით მოღუნული (მექანიკური სიმრთელის ფარგლებში), თუმცა დანაკარგებმა შეიძლება მოიმატოს, თუ ბოჭკოს მცირე რადიუსზე მოვლუნავთ - ამ დროს გულიდან გარსზე სხივის დაცემის კუთხე შეიძლება გაიზარდოს და ფოტონებს მეტი საშუალება ექნებათ გარეთ გამოსაღწევად. ამიტომაც მოითხოვება მდორე, დიდი რადიუსის დეფორმაციებით შემოსაზღვრა. როგორც დეტექტორის გეომეტრიებში ეს სირთულეს არ წარმოადგენს. სასურველია, ზუსტად განისაზღვროს საჭირო სიგრძე, რათა ზედმეტი სიგრძის გამო ხვეულების გაკეთება არ გახდეს საჭირო.

ბოჭკოიანი სცინტილატორული მთვლელის აწყობის წინ უნდა დადგინდეს სცინტილატორის გამოსხივების სპექტრისა და ბოჭკოს შთანთქმის სპექტრების შესაბამისობა, ასევე ბოჭკოდან გამოსული სპექტრის ფოტოგამამრავლებლის მილაკში უდანაკარგოდ შესვლის პირობები.

ცხრილი /11-2/	
სცინტილატორი	პოლისტირენი (ხარკოვი)
მშთანთქმელი	ტყვია
შრების რაოდენობა	109
სცინტილატორ-ტყვიის ფილების სისქეები (მმ)	1.5/0.8
სცინტილატორ-ტყვიის ფილების ზომები (სმ)	12.0/3(4x4)
რადიაციული სიგრძე (სმ)	1.64
შუქგამტარი ბოჭკო	BICRON BCF91AMC, Ø1.2მმ
ბლოკების რაოდენობა მოდულში	9
ფიბერების რაოდენობა ბლოკში	16
ფიბერების კონის დიამეტრი (მმ)	6.5
ფოტოდეტექტორი	MAPD-3N
სრული სიგრძე (სმ)	25.2 (~15 X ₀)

სცინტილატორებისა და ფიბერების დეტექტორული კომბინაციის კარგი მაგალითია ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის ელემენტი: ECAL0-მოდული

COMPASS-ექსპერიმენტისათვის, ე.წ. „შაშლივი“ [11-3]. ამ ტიპის კალორიმეტრი დუბნის ბირთვული კვლევის ინსტიტუტში (JINR) იქნა შემუშავებული და შექმნილი, სახალისო სახელიც იქვე იქნა მინიჭებული მისი აწყობის პროცედურისა და ფორმის მიხედვით. მოდული წარმოადგენს მონაცვლეობით განლაგებულ ტყვიისა და სცინტილატორების ფილების ერთობლიობას, რომლებიც ერთმანეთს მჭიდროდ ეკვრიან სპეციალური შემკრავი სტრუქტურის საშუალებით. ელექტრონებისა და ფოტონების ენერგეტიკული კარგების შესახებ ინფორმაცია ამგვარი კომპიდან გამოდის ჩატანებული ფიბერების მეშვეობით (კალორიმეტრის მუშაობის შესახებ ცალკე იქნება მოთხრობილი ქვემოთ).



სურ.11-9: მრავალარხიანი ფოტოდiodები MAPD

სურ.11-8-ზე მოცემულია ბლოკის საერთო ხედი (მარცხნივ) და ამ ბლოკის ზოგიერთი სტრუქტურული ელემენტი სქემატურ ჭრილში (მარჯვნივ). ნათლად მოჩანს შუქგამტარი ბოჭკოების მოქნილობის გამოყენება (სურ.11-5). მოდულის სხვადასხვა 9 ბლოკიდან მოყვანილი ფიბერები კონებად თავს იყრიან სპეციალურ 9 ხვრელთან, რომელსაც მოდულის შუქმიმღები ელემენტი ეხურება. ცხრილში/11-2/ მოყვანილია ამ მოდულის ზოგიერთი საინტერესო მახასიათებელი და ზომები.

აქ კიდევ აღსანიშნავია შუქმიმღები ელემენტი: - ეს არის სპეციალური მრავალარხიანი ფოტოდiodი MAPD (Micropixel Avalanche PhotoDiodes) (სურ.11-9), რომელიც კალორიმეტრის შემუშავების პარალელურად შეიქმნა იმავე ლაბორატორიაში [11-4].

კაპილარი. პლასტიკური გარსი შეიძლება ღრუ მინით შეიცვალოს, ხოლო გულარის ნაცვლად ამგვარ კაპილარში სცინტილატორული სითხე შეიშვება. ამგვარად მიღებულ შუქგამტარ კაპილარულ ბოჭკოს შეიძლება გარკვეული უპირატესობებიც გააჩნდეს. თხევად სცინტილატორებს მაღალი გარდატეხის მაჩვენებელი აქვთ პლასტიკურთან შედარებით. მაგალითად, 1_მეთილნაფთალინისათვის (1MN) ეს სიდიდე 1.62-ს აღწევს, რაც მაღალ შუქშეკრებას უზრუნველყოფს. ამას გარდა, ამგვარ კაპილარებს მაღალი რადიაციული მედეგობა ახასიათებთ. მათი ნაკლია ტემპერატურულ ცვლილებებზე სითხის რაოდენობის დამოკიდებულება. მიუხედავად ამისა კაპილარ-ბოჭკოებს გარკვეული ამოცანებისათვის უკეთესი გამოყენება აქვთ, ვიდრე პლასტიკურებს [11-1].

12. ჩერენკოვის გამოსხივება

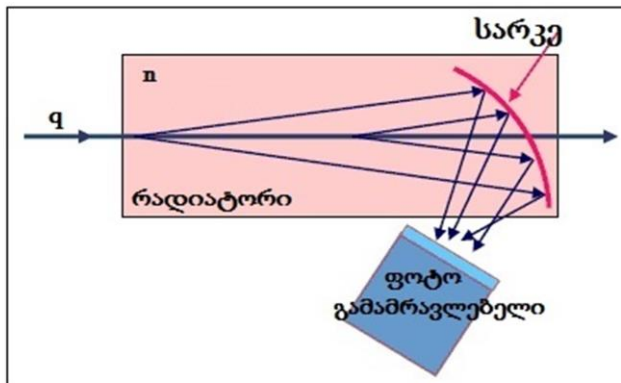
გამჭვირვალე გარემოში ნაწილაკის მოძრაობა ამ გარემოსათვის სინათლის სიჩქარეზე მეტი სიჩქარით იძლევა სპეციფიკურ გამოსხივებას - მეორე თავში უკვე იყო საუბარი ე.წ. ჩერენკოვის გამოსხივების შესახებ. იქვე აღწერილია ამ გამოსხივების თეორიული საფუძვლები. ეს მოვლენა საკმაოდ წარმატებულად იქნა გამოყენებული დეტექტორულ ტექნოლოგიებში.

უნდა აღინიშნოს, რომ ჩერენკოვის გამოსხივება ინტენსივობის მხრივ საკმაოდ სუსტია. გამჭოლი ნაწილაკების მიერ ენერჯის კარგვები უფრო მაღალია დამუხრუჭებით გამოსხივებაზე, მაგრამ გამოყოფილი კუთხის არსებობა იძლევა საშუალებას ჩერენკოვის გამოსხივება განვასხვაოთ სხვა ფონისაგან. ამ მეთოდზე შექმნილ ხელსაწყოებს ჩერენკოვის დეტექტორები ეწოდებათ, გაზომვის იდეის მხრივ მათი რამდენიმე ვერსიაა ჩამოყალიბებული და ისინი თანამედროვე ექსპერიმენტებში საკმაოდ მნიშვნელოვან როლს თამაშობენ როგორც დამცემი კონის ნაწილაკების მახასიათებლის დასაზუსტებლად, ასევე მეორადი ნაწილაკების იდენტიფიკაციისათვის.

დეტექტორის მთავარი ნაწილებია: გამოსხივების შემქმნელი გაზური გარემო - მას უფრო ხშირად რადიატორს უწოდებენ, ამრეკლი სარკე, ან ლინზა გამოსხივების ფოკუსირებისათვის და ფოტოგამამრავლებელი - ფოტონების სარეგისტრაციოდ.

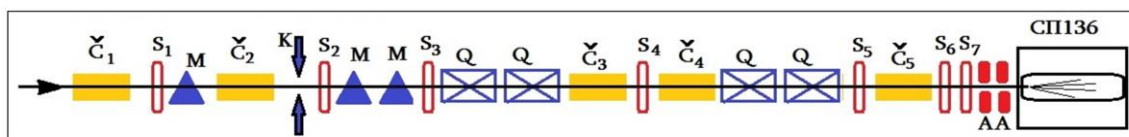
• ზღურბლური დეტექტორი

ამ ტიპის დეტექტორი გამოიყენება უმთავრესად დამცემი კონის შემადგენლობაში ნაწილაკის იდენტიფიკაციის მიზნით. განვიხილოთ მისი მუშაობა კონკრეტული ექსპერიმენტის მაგალითზე [12-1]. 1979-1984 წლებში სტრიმერული კამერით მიმდინარე ექსპერიმენტ RISK-ის ერთ-ერთი კვლევის პროგრამა იყო ნაწილაკთა ურთიერთქმედებების შესწავლა სხვადასხვა სამიზნეებზე, π^- , K^- , \bar{P} დამცემი ნაწილაკებისათვის, რომელთა იდენტიფიცირებას კონაში სწორედ ჩერენკოვის მთვლელები ახდენდა.



სურ.12-1: ზღურბლური ჩერენკოვის მთვლელის სქემა [12-1].

ეს იყო დეტექტორები, რომელთა 20 სმ დიამეტრისა და 6÷10 მ სიგრძის მილისებრი კორპუსები ამაჩქარებლიდან გამოსულ მეორად ნაწილაკთა კონის არხში იყო ჩადგმული (სურ.12-2). გაზი-რადიატორის წნევა რეგულირდებოდა გარდატეხის მაჩვენებლის შესაცვლელად. სარკე ახდენდა გამოსხივების გადატანას ფოტოგამამრავლებლის შემშვებ ფანჯარაზე (სურ.12-1).



სურ.12-2: ექსპერიმენტ RISK-ის დამცემი კონის არხის ელემენტების სქემა. \bar{C} -ჩერენკოვის მთვლელები, S-სცინტილატორი, K-კოლიმატორი, M-გადამხრელი მაგნიტი, Q-კვადრუპოლური მაგნიტი, A-ვეტო-სცინტილატორი.

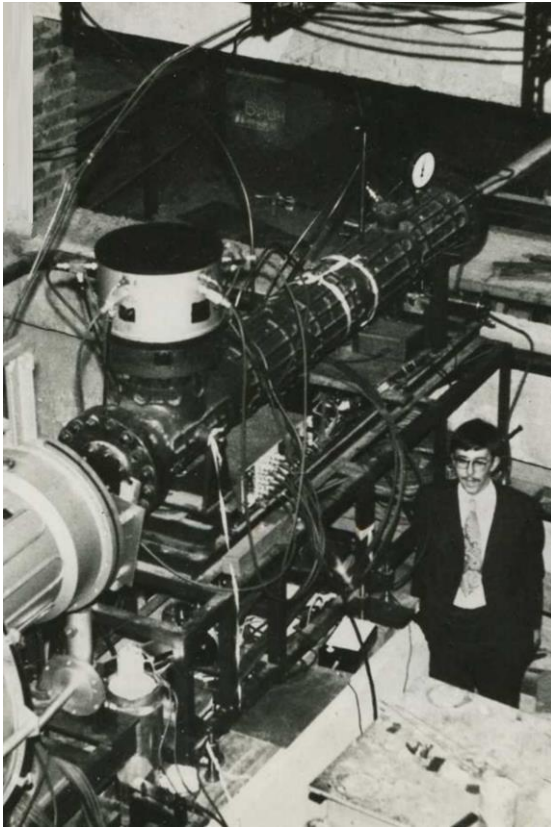
კონის ნაწილაკების იმპულსები ამაჩქარებლიდან მოიცემოდა ერთნაირი: 38 გევ/ც. ნაწილაკთა სხვადასხვა მასების $m(\pi^-) < m(K^-) < m(\bar{P})$ გამო მათი სიჩქარეები სხვადასხვაა: $v(\pi^-) > v(K^-) > v(\bar{P})$.

პიონის დასანახად C_2 და C_3 მთვლელების რადიატორებში არგონის წნევა ისე შეირჩევა, რომ გარდატეხის მაჩვენებელი აკმაყოფილებდეს პირობას

$$\frac{1}{\beta_{K,p}} > n_{2,3} > \frac{1}{\beta_{\pi}} \quad \{12-1\}$$

ამ ზღურბლით მთვლელი დაინახავს პიონს (π^-) და ვერ დაინახავს კაონს (K^-) და ანიპროტონს (\bar{p}). წნევის აწევით იზრდება რადიატორის სიმკვრივე, შესაბამისად გარდატეხის მაჩვენებელიც. ამრიგად, როცა

$$\frac{1}{\beta_p} > n_4 > \frac{1}{\beta_{\pi,K}} \quad \{12-2\}$$



სურ.12-3: ჩერენკოვის ზღურბლური მთვლეელი ამაჩქარებლის არხში (1980 წ.)

მაშინ პიონი და კაონი ჩანს, ანტიპროტონი ჯერ არა. მესამე შემთხვევისთვის, როცა ყველაზე დაბალი სიჩქარე გვაქვს ანტიპროტონისთვის, ისევ ვზრდით გარდატეხის მაჩვენებელს

$$n_5 > \frac{1}{\beta_{\pi,K,p}}, \quad \{12-3\}$$

და ანტიპროტონიც გამოჩნდება.

ამის შემდეგ უნდა აიწყოს ტრიგერის ლოგიკა. სცინტილატორული მთვლელები $S_2 \div S_7$ იძლევიან თანხმობას ნაწილაკის გავლაზე, ვეტო-სცინტილატორები (\bar{A}) კრძალავენ ნაწილაკის არხიდან გადახრას. პირველი ტრიგერი

$$N = S_1 S_2 \cdots S_7 \bar{A} \quad \{12-4\}$$

ერთიანდება ჩერენკოვის მთვლელების სიგნალებთან შემდეგნაირად:

$$T_{\pi^-} = N \cdot C_2 \cdot C_3 \quad \{12-5\}$$

$$T_{K^-} = N \cdot \bar{C}_2 \cdot \bar{C}_3 \cdot C_4 \quad \{12-6\}$$

$$T_{\bar{p}} = N \cdot \bar{C}_2 \cdot \bar{C}_3 \cdot \bar{C}_4 \cdot C_5 \quad \{12-7\}$$

მთვლელები C_1 და S_1 სიშორის გამო (100 მეტრი) არ მონაწილეობდნენ ტრიგერში, C_2 და C_3 იდენტური მთვლელებია.

ამრიგად, ზღურბლური მთვლელების რეჟიმში მომუშავე ჩერენკოვის მთვლელებით უზრუნველყოფილი იყო არხში დამცემ ნაწილაკთა იდენტიფიკაცია და $\pi^- : K^- : \bar{P}$ თანაფარდობამ შეადგინა 98%:1.3%:0.3%.

ქ.პროტვინოს ამაჩქარებელზე მოქმედ ექსპერიმენტში VES [15-11] ჩერენკოვის მრავალსარკიანი ზღურბლური მთვლეელი ურთიერთქმედების წვეროდან წამოსული მეორადი ნაწილაკების იდენტიფიკაციისათვის არის განთავსებული. 28 ერთეული სფერული სარკე, ზომებით 14×28 სმ² და 28×55 სმ², ახდენს ჩერენკოვის გამოსხივების ფოკუსირებას 28 ფოტოგამამრავლებლის ფანჯრებზე. ვინაიდან მეორადი ნაწილაკები ურთიერთქმედების წვეროდან სხვადასხვა მიმართულებით გამოიტყორცნება, მათ მიერ აღძრული ჩერენკოვის გამოსხივება სარკეებს სხვადასხვა კუთხით ეცემა. შესაბამისად, ფოტომილაკის ფანჯარაზე ფოკუსირებული ლაქა არაა ფიქსირებულ-ადგილიანი. სინათლის სრულად მოსაკრებად ყოველ მილაკს კონუსური ფოტოამრეკლი აქვს წამოცმული. სიგნალი ფოტოგამამრავლებლიდან ანალოგური სახით იხსნება, რაც საშუალებას

იძლევა კაონების (K) იდენტიფიკაცია მოხდეს 24 გევ-მდე ენერგიისათვის (ქვედა 4.4 გევ ზღვარს რადიატორის გაზური ნარევის წნევა იძლევა). ეს დეტექტორი კარგი მაგალითია იმისა, რომ ჩერენკოვის ზღურბლური მთვლელი არა მხოლოდ ამაჩქარებლის არხის კონური ნაწილაკების იდენტიფიკაციისათვის შეიძლება იქნეს გამოყენებული.

• დიფერენციალური მთვლელო

ზღურბლურ მთვლელოზე საუბრისას საწყის პირობაში მოცემული იყო ნაწილაკთა იმპულსი და მათი იდენტიფიკაცია ხდებოდა სხვადასხვა მასების, შესაბამისად სიჩქარეების მიხედვით. ჩერენკოვის დიფერენციალური მთვლელის შემთხვევაში გამოიყენება ის ფაქტი, რომ ნაწილაკის მოძრაობის სიჩქარე რადიატორიდან წამოსული გამოსხივების კუთხეზე აისახება.

ნაწილაკის მინიმალური სიჩქარე ჩერენკოვის გამოსხივების მისაღებად განისაზღვრება

$$\beta_{min} = \frac{1}{n} \quad \{12-8\}$$

სადაც n რადიატორის ოპტიკური გარდატეხის მაჩვენებელია. ფოტონი მიფრინავს დამცემი ნაწილაკის მოძრაობის მხარეს ($\theta_{min} = 0$) და ამრეკლი ზედაპირიდან მიემართება ფოტოგამამრავლებლისაკენ. ნაწილაკის სიჩქარის ზრდით მატულობს ჩერენკოვის გამოსხივების კუთხე, სანამ არ დადგება მაქსიმუმი - სრული შინაგანი არეკვლა, რომელიც შემდეგნაირად განისაზღვრება:

$$\sin \theta_{max} = \frac{1}{n} \quad \{12-9\}$$

საიდანაც

$$\cos \theta_{max} = (1 - (\sin \theta_{max})^2)^{1/2} = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{1/2} = \frac{\sqrt{n^2-1}}{n} \quad \{12-10\}$$

{12-1} და {12-10} ტოლობები გვაძლევენ სიჩქარის მნიშვნელობას სრული შინაგანი არეკვლის მომენტისათვის:

$$\beta_{max} = \frac{1}{\sqrt{n^2-1}} \quad \{12-11\}$$

ამრიგად, ფოტოგამამრავლებლის ფანჯარაზე მოხვდება სინათლე, რომელიც შეესაბამება სიჩქარეებს პირობიდან $\beta_{min} < \beta < \beta_{max}$, ანუ

$$\left(\frac{1}{n}\right) < \beta < \frac{1}{\sqrt{n^2-1}} \quad \{12-12\}$$

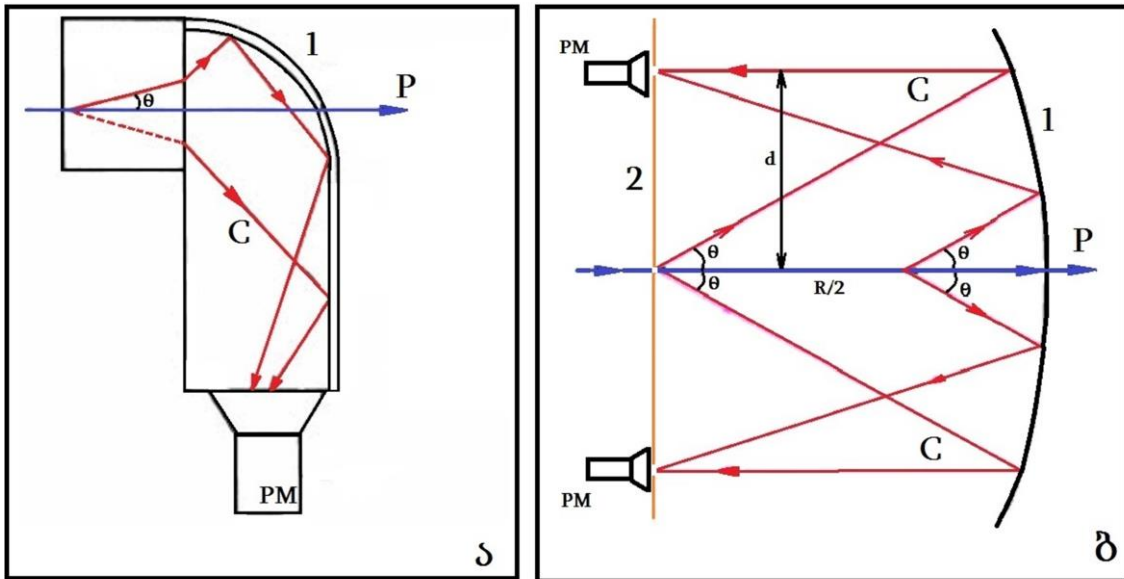
ეს სხვა არაფერია, თუ არა სიჩქარის განსაზღვრის საშუალება, როცა ვიცით და შეგვიძლია ვცვალოთ რადიატორის გარდატეხის მაჩვენებელი n (სურ. 12-4ა).

სიჩქარის საკმაოდ მაღალი სიზუსტით განსაზღვრის საშუალებას იძლევა მეთოდი, თუ გამოვიყენებთ ზონის დიაფრაგმულად ლოკალიზებას. ეს ხდება შემდეგნაირად:

R -რადიუსის სფერული სარკიდან არეკლილი სხივები ფოკუსირდება $R/2$ მანძილზე მდებარე ფოკალურ სიბრტყეში (სურ.12-4ბ). ამასთან, ღერძიდან ამ წერტილამდე მანძილი d დამოკიდებულია ჩერენკოვის გამოსხივების θ კუთხეზე შემდეგნაირად:

$$d = \frac{R}{2} \cdot \tan \theta \quad \{12-13\}$$

თუ გავითვალისწინებთ გამოსხივების კუთხესა და ნაწილაკის სიჩქარეს შორის კავშირს [12-1] ტოლობის თანახმად, მაშინ ნაწილაკის სიჩქარე შეიძლება



სურ.12-4. ჩერენკოვის დიფერენციალური მთვლელის სქემა. 1 - ამრეკლი სფერული სარკე, 2 - დიაფრაგმიანი სიბრტყე, P – დამცემი ნაწილაკი, C - ჩერენკოვის სხივები, PM - ფოტოგამამრავლებელი, θ - გამოსხივების კუთხე [4-7].

დავაკავშიროთ ფოკალურ სიბრტყეზე ამ სიჩქარის შესაბამის ფოკუსირების ადგილთან. ამ ადგილას კეთდება დიაფრაგმა, რომელსაც მეორე მხრიდან ფოტოგამამრავლებლის ფანჯარა ებჯინება. ამრიგად, ფოტოგამამრავლებლის და დიაფრაგმის საშუალებით შეგვიძლია სიჩქარის საკმაოდ ვიწრო ინტერვალი „ამოჭრათ“ - სხვა კუთხით გამოსხივებული ფოტონები (ე.ი. სხვა სიჩქარის შესაბამისი გამოსხივება) ფოკალურ სიბრტყეზე სხვა ადგილას ფოკუსირდება და დიაფრაგმას აცდება. თუ გარემოში სინათლის გავლისას წარმოქმნილი ქრომატული აბერაციების გათვალისწინებაც მოხდება, სიჩქარის განსაზღვრის სიზუსტე კიდევ უფრო გაიზრდება და ფარდობა $\Delta\beta/\beta \approx 10^{-7}$ რიგისაა მიიღება.

ჩერენკოვის დიფერენციალური მთვლელი შეიძლება გამოვიყენოთ ამაჩქარებლის კონაზე, როცა ცნობილია, რომ ეს კონა ერთი ტიპის ნაწილაკებისაგან შედგება, ხოლო მათი სიჩქარეები დაზუსტებას საჭიროებს.

ურთიერთქმედებების შედეგად დაბადებული მეორადი ნაწილაკების სივრცული მოძრაობის მიმართულებები წინასწარ უცნობია, ამგვარი მთვლელის მუშაობა კი გარკვეულ ორიენტაციას მოითხოვს, ამიტომ ასეთ შემთხვევაში დიფერენციალური მთვლელი ვერ იმუშავებს ეფექტურად. თუმცა არის ისეთი ამოცანები, როცა ტრიგერულად ირჩევა გარკვეული მიმართულებით წასული მეორადი ნაწილაკი. ამ შემთხვევაში ჩერენკოვის დიფერენციალური მთვლელი წარმატებით შეიძლება ჩაერთოს ამ ნაწილაკის იდენტიფიკაციის პროცესში.

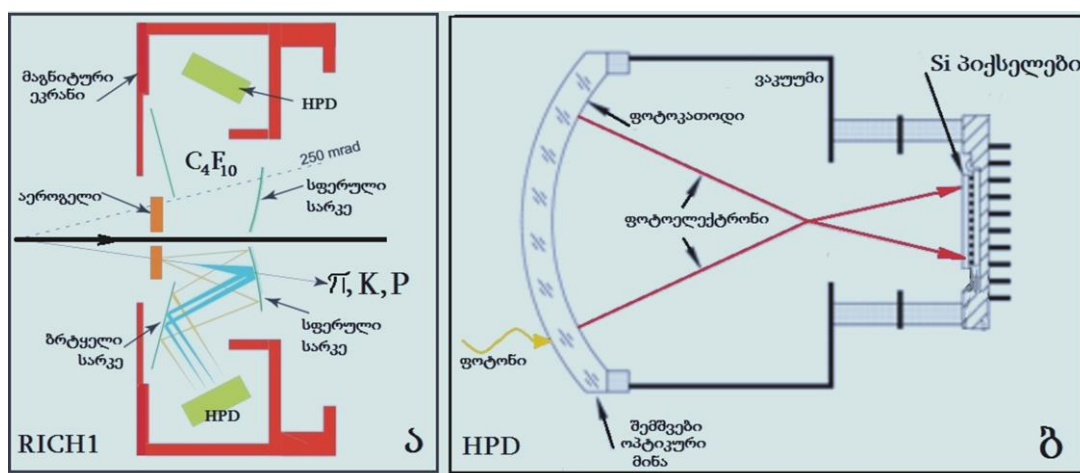
• ჩერენკოვის რგოლები

ჩერენკოვის ნათების დეტექტორში გამოყენების კიდევ ერთი მეთოდია საკმაოდ გავრცელებული - ეს არის რგოლური გამოსახულებების (RICH – Ring Imaging CHerenkov) რეგისტრაცია და მისი საშუალებით მეორად ნაწილაკთა იდენტიფიკაცია ელემენტარულ ნაწილაკთა ურთიერთქმედებების დროს.

დავაკვირდეთ სურათს 12-5ბ - ჩერენკოვის სინათლის მოკრების ადგილი, სადაც კეთდება დიაფრაგმა, რეალურად ეს არაა ერთი წერტილი, არამედ ფოკალურ სიბრტყეზე განთავსებულ ეკრანზე გამოსახება წრეწირი, რომლის რადიუსი (d) განისაზღვრება ჩერენკოვის გამოსხივების კუთხით θ . RICH დეტექტორში ეს ფოკალური სიბრტყე იფარება ფოტომიმლებებით (ფოტოგამამრავლებელი, ფოტოდოდები...). ამ შემთხვევაში გამოსახულების აღდგენა, ანუ რგოლის რადიუსის განსაზღვრა გვადლევს ნაწილაკის იდენტიფიკაციის საშუალებას.

დღეისათვის ამ პრინციპზე მომუშავე მოქმედი დეტექტორი შეგვიძლია ვნახოთ დიდ ადრონულ კოლაიდერზე, ფიქსირებულ სამიზნიან ექსპერიმენტ LHCb-ს დანადგარში [12-2]. რეალურად იქ ორი ამგვარი დეტექტორია. დიდი კუთხეების გადასაფარად (25–300 მრად) სამიზნესთან ახლოს დგას RICH1, ხოლო მოშორებით, უფრო მცირე სტერეო-კუთხეებისათვის RICH2 არის გამიზნული (15-120 მრად).

ოპტიკური სისტემა ორივე დეტექტორს ერთნაირი აქვს. ფოტომიმლები სისტემის მეორად ნაწილაკთა გზაზე განთავსება ნაწილაკთა გაბნევის და მეორადი



სურ. 12-5: LHCb RICH1 დეტექტორის სქემა და HPD ფოტოდეტექტორი

ურთიერთქმედებების მიზეზი გახდება, ამიტომაც ჩერენკოვის რგოლების გამოსახულება, რომელიც მიიღება ჩერენკოვის გამოსხივების შედეგად, ბრტყელი სარკეების სისტემაზე არეკვლის საშუალებით გაიტანება სპექტრომეტრის აქსეპტანსიდან განზე გატანილ ფოტომიმლებებზე. სარკეები ასევე ამცირებს დეტექტორის სიღრმეს. ამას გარდა, RICH1-ს სფერული სარკეები დამზადებულია მსუბუქი, დაბალი სიმკვრივის მასალისაგან - ესეც ნაწილაკთა ტრეკების დამახინჯების შემცირების მიზნით. RICH2-ს ამგვარი სიფრთხილე აღარაა საჭირო და სარკეები მინა+ჰანიკომბის ბაზაზეა დამზადებული.

დეტექტორს ორნაირი რადიატორი აქვს. გაზური - C_4F_{10} (RICH1-ში) და $CF_4 + CO_2$ (RICH2-ში) - აქ ნახშირორჟანგი ემატება გაზური სცინტილაციის ჩასაქრობად. ამას გარდა RICH1-ს შესასვლელ სარკმელთან აეროგელის რადიატორია დამატებით - დაბალი სიმკვრივის, მაგრამ საკმარისად მაღალი გარდატეხის მაჩვენებლით. ეს მცირე ენერგიის მქონე ნაწილაკებისგან ჩერენკოვის გამოსხივების მისაღწევად [12-3].

გამოსხივებული ფოტონების დასამზერად, როცა გვინდა რგოლი დიდი სიზუსტით აღვადგინოთ, კლასიკური ფოტოგამამრავლებელი უკვე აღარ გამოდგება (ადრეულ ექსპერიმენტებში სწორედ ფოტოგამამრავლებლებით იყო მოფენილი დეტექტორის შიდა არე!). სპეციალურად LHCB-ს RICH დეტექტორებისათვის შეიქმნა ე.წ. ჰიბრიდული ფოტონური დეტექტორი HPD. ეს არის გამჭვირვალე სფერულ-ფანჯრიანი მილაკი, რომლის ფოტოკათოდზე მოდებული 20 კვ ძაბვა აფოკუსირებს ჩერენკოვის ფოტონების მიერ ამოგდებულ ელექტრონებს სილიკონურ ფოტომიმდებზე, რომელიც 32x32 პიქსელიანი მატრიცაა, 500 მკმ ზომის პიქსელებით. სწორედ ეს ფოტოდეტექტორი არის ნაწილაკთა მაღალი სიზუსტით იდენტიფიკაციისათვის არსებითი ელემენტი. ექსპერიმენტის RICH-დეტექტორებზე 484 ამგვარი მილაკია დამონტაჟებული.

13. კალორიმეტრია

თანამედროვე ექსპერიმენტული დანადგარების ერთ-ერთი ამოცანაა ურთიერთქმედებაში დაბადებული მეორადი ნაწილაკების, ან ჭავლების ენერჯის გაზომვა. ეს პირველ რიგში ამ ნაწილაკების იდენტიფიკაციისათვის არის საჭირო. ამ მიმართულებით მომუშავე დეტექტორებს კალორიმეტრებს უწოდებენ. დეტექტირებად ნაწილაკთა ტიპის მიხედვით კალორიმეტრები ორი ძირითადი სახის არსებობს: ელექტრომაგნიტური და ადრონული. პირველი მათგანი ელექტრონების, პოზიტრონებისა და γ -კვანტების ენერჯების გასაზომად არის გამიზნული ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების (ბრემსტრალუნგი, წყვილთა წარმოქმნა) მეშვეობით, მეორე კი გამოიყენება როგორც ცალკეული ადრონების, ასევე მრავალ ნაწილაკთა მიმართული ნაკადების, ანუ ჭავლების ენერჯის სარეგისტრაციოდ, ძლიერი და ელექტრომაგნიტური ურთიერთქმედების მეშვეობით.

ინფორმაციის მიღების ძირითადი პრინციპი მდგომარეობს შემდეგში: - დამცემი ნაწილაკი მოძრაობს რა მშთანთქმელ გარემოში, წარმოქმნის მეორად ნაწილაკთა ღვარს, გადასცემს მათ თავის ენერჯიას. ეს ღვარი შთანთქმება, მათი ენერჯია გარდაიქმნება გაზომვად სიდიდედ. ურთიერთქმედების შედეგად მიღებული ღვარის ენერჯია (E_{sh}) საწყისი ნაწილაკის ენერჯის (E_p) პირდაპირპროპორციულია:

$$E_{sh} \sim E_p.$$

ორივე ტიპის კალორიმეტრები შემდგომ იყოფა ქვეტიპებად - ჰომოგენურ და ჰეტეროგენურ (სემპლინგ- sampling) კალორიმეტრებად. ეს დაყოფა მშთანთქმელის აქტიურ-პასიურ ელემენტად გამოვლინების მიხედვითაა.

ჰომოგენურ კალორიმეტრში მშთანთქმელი წარმოადგენს აქტიურ ელემენტსაც, სადაც ღვარის ენერჯია გარდაიქმნება ფოტონებად (ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრი ტყვია-მინის ბლოკებით). ამგვარი ტიპის კალორიმეტრი კარგ ენერგეტიკულ გარჩევისუნარიანობას იძლევა, ვინაიდან ღვარი სრულად დაიმზირება. ნაკლი კი ისაა, რომ სივრცული გარჩევისუნარიანობის ასამაღლებლად სეგმენტირება უკვე დიდ ხარჯებთანაა დაკავშირებული. ასევე, მაღალენერგეტიკული ნაწილაკის შემთხვევაში საჭირო ხდება დეტექტორის სიღრმის ზრდა, რაც ზოგჯერ შეიძლება სხვა პრობლემების საფუძველი გახდეს. ამიტომაც ადრონების რეგისტრაციისათვის ჰომოგენური კალორიმეტრები იშვიათად გამოიყენება. მიუხედავად ამისა, ნეიტრინულ ექსპერიმენტებში, სადაც სწორედ დეტექტორის დიდი ზომებია საჭირო, იაფ მასალაზე (წყალი, გაზი) დაფუძნებული კალორიმეტრების გამოყენება მიზანშეწონილია.

ჰომოგენური კალორიმეტრები კიდევ რამდენიმე კლასად შეიძლება დაიყოს. ნახევარგამტარულები ენერგეტიკულად მაღალ გარჩევისუნარიანობას იძლევა, მაგრამ მათი დამზადება დიდი ექსპერიმენტებისათვის სიძვირის გამო გართულებულია. ჩერენკოვის ნათების რეგისტრაციაზე დამზადებული ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები ადრეულ ეტაპებზე იყო პოპულარული. ამჟამად უფრო მაღალი მახასიათებლები სცინტილაციურ ნათებაზე დამყარებულ

ჰომოგენურ კალორიმეტრებს აქვს, განსაკუთრებით კრისტალურ სცინტილატორებში. მაღალ ენერგეტიკულ გარჩევისუნარიანობასთან ერთად მიიღწევა საწყის ენერგიაზე წრფივი დამოკიდებულება, მაღალი შუქგამოსავალი. ამგვარი კრისტალებით ($PbWO_4$) არის შექმნილი დიდ ადრონულ კოლაიდერზე მომუშავე CMS ექსპერიმენტის ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრი. თხევადი ინერტული გაზების (არგონი, კრიპტონი, ქსენონი) ბაზაზე შექმნილი კალორიმეტრებიც მყარად დამკვიდრდა დიდ ექსპერიმენტებში. ამგვარ კალორიმეტრებში ენერგიის კარგვები იონიზაციაზე უფრო მაღალ გარჩევისუნარიანობას იძლევა, ვიდრე ფოტონური ინფორმაციის ანალიზის დროს. მაღალი Z-ის მქონე გათხევადებული გაზები (Kr, Xe) კარგ ჰომოგენურ კალორიმეტრებს იძლევა, თხევადი არგონი ასევე ჰეტეროგენულ კალორიმეტრებისთვისაცაა გამოსადეგი, რადგან რადიაციული სიგრძე აქ მეტია. როგორც წესი, ჰომოგენური კალორიმეტრები ელექტრომაგნიტურ კალორიმეტრებშია უფრო გამოყენებადი.

ჰეტეროგენულ (სემპლინგ) კალორიმეტრში პასიური (მშთანთქმელი) და აქტიური (სცინტილატორი) ელემენტები ენაცვლებიან ერთმანეთს (მაგ. ადრონული „სენდვიჩები“). ანუ ამ შემთხვევაში მშთანთქმელისა და რეგისტრატორის ფუნქციები გაყოფილია. ეს იძლევა საშუალებას შესწავლილი იქნას მაღალენერგეტიკული ადრონების ენერგეტიკული სპექტრი - ჰომოგენური კალორიმეტრები ამგვარი ნაწილაკებისთვის მიუწვდომლად დიდი ზომის უნდა გაკეთებულიყო. ამოცანის მიხედვით ხდება მშთანთქმელი შრის მასალისა და სისქის შერჩევა, რათა მიღწეული იქნას ენერგეტიკული წრფივობა. აქტიური ელემენტის მიხედვით სემპლინგ კალორიმეტრი შეიძლება იყოს სცინტილატორული, გაზური, თხევადი ან მყარი მასალების ბაზაზე შექმნილი. გაზური კალორიმეტრები გამოიყენებოდა LEP ამაჩქარებლის ექსპერიმენტებში - აქტიურ ელემენტს ამ დროს გაზური განმუხტვის კამერები (სტრიმერული მილაკები DELPHI-დანადგარში) წარმოადგენდა. ამ მეთოდის ნაკლი მილაკიდან მიღებული სიგნალის გარემო ფაქტორებზე დამოკიდებულებაში მდგომარეობდა. სცინტილატორული კალორიმეტრები საკმაოდ იაფი და იოლი დასამზადებელია, ექსპერიმენტული დანადგარების გეომეტრიისათვისაც მოქნილია. ნაკლად სცინტილატორული მასალის რადიაციული არამდგრადობაა მიჩნეული - მაღალი რადიაციის პირობებში სცინტილატორი მალე ძველდება და შუქგამოსავალი კლებულობს. თხევადი არგონის ბაზაზე შექმნილი ჰეტეროგენული კალორიმეტრიდან იზომება იონიზაციით მიღებული ენერგეტიკული კარგვები. ეს მეთოდი საკმაოდ გავრცელდა ბოლო პერიოდის ექსპერიმენტებში, რადგან მიიღწევა საჭირო კომპაქტურობა მაღალი ენერგიის მეორადი ნაწილაკების რეგისტრაციისათვის. გარკვეული სირთულეა კრიოგენული სისტემის აუცილებლობა გაზის თხევადი ფაზის შესანარჩუნებლად, თუმცა ეს უკვე აღარაა მაღალი დონის პრობლემა. ბოლო წლებში გავრცელებული „აკორდეონის“ ფორმის გეომეტრიამ ამ ტიპის სემპლინგ კალორიმეტრებს დროითი მახასიათებლებიც გამოუსწორა და ამჟამად ისინი მაღალი ნათების ამაჩქარებლებზეც წარმატებით გამოიყენება. ამასთან, მათი სტრუქტურისა და შესაძლებელია და კოორდინატულმა სიზუსტემაც აიწია. ამგვარი დეტექტორის კარგი მაგალითია

LAr ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრი დიდი ადრონული კოლაიდერის “ATLAS” ექსპერიმენტში.

თანამედროვე ფიზიკის ექსპერიმენტები სულ უფრო და უფრო მაღალ ენერგიებს მოითხოვენ. ასეთ პირობებში კალორიმეტრებმა ჰპოვეს ფართო გამოყენება, რადგან:

- კალორიმეტრების ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა მკვეთრად უკეთესი ხდება საწყისი ნაწილაკის ენერგიის ზრდასთან ერთად და უმჯობესდება, როგორც $1/\sqrt{E}$;
- კალორიმეტრების გამოყენება შეიძლება დამუხტული და ასევე ნეიტრალური ნაწილაკების ენერგიის გასაზომად;
- კალორიმეტრებს შეუძლიათ არაპირდაპირი გზით მოგვცენ ინფორმაცია ნეიტრინოების მიმართულების და მათი ენერგიის შესახებ ე.წ. ნაკლული ენერგიის გაზომვის გზით;
- დეტექტორში ნაწილაკის შესვლის კოორდინატის მაღალი სიზუსტით განსაზღვრის საშუალებაა მის სტრუქტურებში ენერგიის გადანაწილების გამოყენებით. ამ სიდიდის მაღალი სიზუსტით მისაღებად ხდება დეტექტორის სეგმენტიზაცია;
- კალორიმეტრები მრავალმხრივი დეტექტორებია. ენერგიის გაზომვასთან ერთად მათი საშუალებით შეგვიძლია ნაწილაკების იდენტიფიკაცია; გამოყოფილი ენერგიის საშუალებით შეგვიძლია განვასხვავოთ ელექტრონები და პოზიტრონები პიონებისა და მიუონებისგან; ასევე შესაძლებელია ელექტრონებისა და μ -კვანტების ერთმანეთისაგან გარჩევა.
- რადგან კალორიმეტრში წარმოქმნილი მეორადი ღვარის სიგრძე მხოლოდ ლოგარითმულად იზრდება საწყისი ნაწილაკის ენერგიის ზრდასთან ერთად, კალორიმეტრების ზომაც ღვარის გასწვრივ (სიღრმე) მხოლოდ ლოგარითმულად იზრდება, რაც გვადლევს საშუალებას შევქმნათ საკმაოდ კომპაქტური დეტექტორები მაღალი ენერგიის ნაწილაკების ენერგიის გასაზომად;
- სეგმენტირებული კალორიმეტრი საკმაოდ სწრაფმოქმედია, რის გამოც შესაძლებელია მათი გამოყენება ტრიგერულ სისტემაში, რაც μ -კვანტების იდენტიფიკაციასთან ერთად დაბალკვეთიანი რეაქციების გამოყოფის უნიკალურ შესაძლებლობასაც იძლევა.

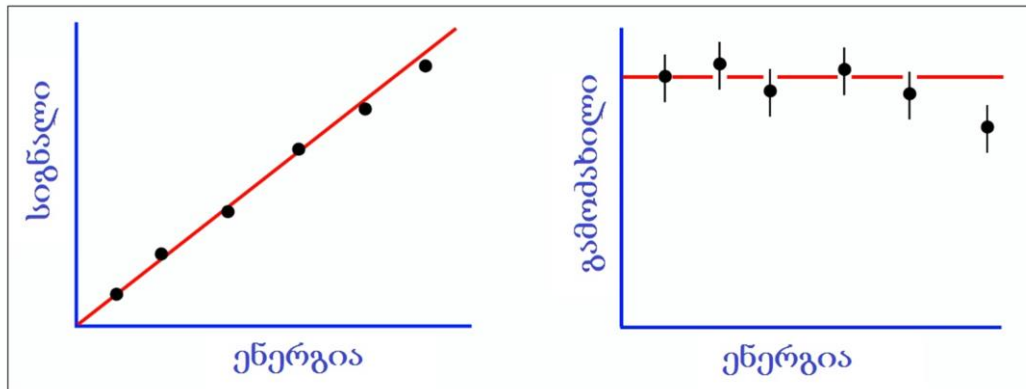
კალორიმეტრული ტექნოლოგია თანამედროვე ექსპერიმენტულ ფიზიკაში მაღალ დონეზე განვითარებული და მიღებული ინფორმაცია ბევრ შემთხვევაში სხვა ტიპის დეტექტორებისათვის მიუწვდომელია.

კალორიმეტრის გამოძახილი. კალორიმეტრების განხილვისას დიდი მნიშვნელობა ენიჭება სიდიდეს, რომელსაც **კალორიმეტრის გამოძახილი** ეწოდება (შემდგომში გამოვიყენებთ ტერმინს - გამოძახილი). ეს არის სიდიდე, რომელიც ტოლია კალორიმეტრში გაზომილი სიგნალის საშუალო მნიშვნელობის შეფარდებისა ამ სიგნალის გამომწვევი ნაწილაკის ენერგიასთან. ანუ უფრო მოკლედ - სიგნალის საშუალო მნიშვნელობა ენერგიის ერთეულზე.

ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრისათვის ელექტრონების მიერ ინდუცირებული სიგნალის საშუალო მნიშვნელობა ელექტრონის ენერგიის

პროპორციულია, რაც ნიშნავს, რომ აქ გამოძახილი მუდმივი სიდიდეა. განსაზღვრების თანახმად გამოძახილი საწყისი ნაწილაკის ენერგიაზე არაა დამოკიდებული.

კალორიმეტრს, რომლისთვისაც გამოძახილი მუდმივია, ეწოდება **წრფივი კალორიმეტრი**. სურ.13-1 წრფივი კალორიმეტრისათვის გამოძახილის თვისებრივ ბუნებას წარმოგვიდგენს.



სურ.13-1: გამოძახილი წრფივი კალორიმეტრისათვის

კალორიმეტრებში ნაწილაკები წარმოქმნიან სცინტილაციურ ნათებას, რომელიც ფოტოდეტექტორების მიერ გარდაიქმნება ფოტოელექტრონებად და შემდგომ ვზომავთ ელექტრულ მუხტს ფოტოდეტექტორის გამოსავალზე, ამიტომ გამოძახილი ხელსაყრელია წარმოვადგინოთ ან ფოტოელექტრონთა რიცხვით 1 გევ-ზე, ან მუხტის რაოდენობით (პიკო კულონი, ფემტო კულონი) 1 მევ-ზე.

მინიმალურად მაიონიზებული ნაწილაკი mip (იხ. თავი II) კალორიმეტრიაში გამოიყენება, როგორც "ეტალონური ნაწილაკი". კალორიმეტრის გამოძახილს სხვადასხვა ნაწილაკისთვის ხშირად ადარებენ გამოძახილს mip-ისთვის, რადგან, როგორც აღნიშნულიყო, მათი კუთრი ენერგეტიკული დანაკარგები $\left(\frac{dE}{d(\rho x)}\right)$ ენერგიაზე არაა დამოკიდებული. ასევე უნდა დავაზუსტოთ, რომ მინიმალურად მაიონიზებული ნაწილაკი ჰიპოთეტური ნაწილაკია, მაგრამ რეალურად mip როლში, როგორც წესი, მიუონები გამოიყენება, რადგან ისინი ნივთიერებასთან ურთიერთქმედებენ ძირითადად იონიზაციის მეშვეობით და გამოძახილი მათთვის მინიმალურია.

აღსანიშნავია, რომ ჰომოგენური კალორიმეტრის გამოძახილები, რომლებიც ინდუცირებულია ენერგეტიკული მიუონის მიერ და ელექტრომაგნიტური ღვარის მიერ, ერთმანეთის ტოლია. მაგალითად, თუ მიუონი გადაკვეთს კალორიმეტრს და იონიზაციის მეშვეობით კარგავს 200 მევ ენერგიას, მიღებული საშუალო სიგნალი 200 მევ ელექტრონის ან ფოტონის მიერ გამოწვეული სიგნალის ტოლია. ანუ, თუ გამოძახილს ელექტრომაგნიტური ღვარისთვის აღვნიშნავთ e -თი და შესაბამისად, მიუონისთვის გამოძახილს mip-ით, მაშინ შეფარდება $e/mip = 1$.

• ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები

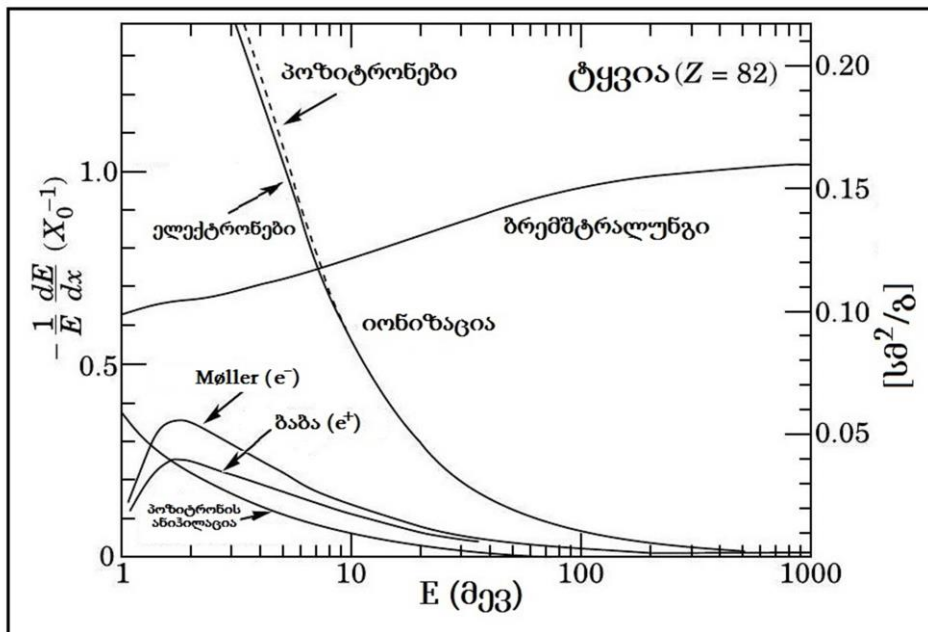
ჯერ განვიხილოთ ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები, მათი მუშაობის პრინციპები და სხვადასხვა ექსპერიმენტებში მომუშავე რეალური კალორიმეტრები.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები ძირითადად გამოიყენება ელექტრონების (e^-), პოზიტრონების (e^+) და γ -კვანტების ენერჯის გასაზომად.

ელექტრომაგნიტური ღვარი. მიუხედავად იმისა, რომ ნივთიერებაში მეორადი ნაწილაკების ღვარის გავრცელება საკმაოდ რთული პროცესია, ელექტრონები და პოზიტრონები ურთიერთმედებენ ნივთიერებასთან კვანტურ ელექტროდინამიკაში კარგად შესწავლილი რამდენიმე პროცესის მეშვეობით. II თავში უკვე განხილული იყო ნაწილაკთა ნივთიერებაში მოძრაობისას ენერგეტიკული კარგვების საფუძვლები. განვიხილოთ ეს პროცესები უშუალოდ კალორიმეტრისათან მიმართებაში.

ღვარის ძირითადი მახასიათებლების პარამეტრიზაცია შეიძლება მოხდეს მარტივი ემპირიული ფორმულებით.

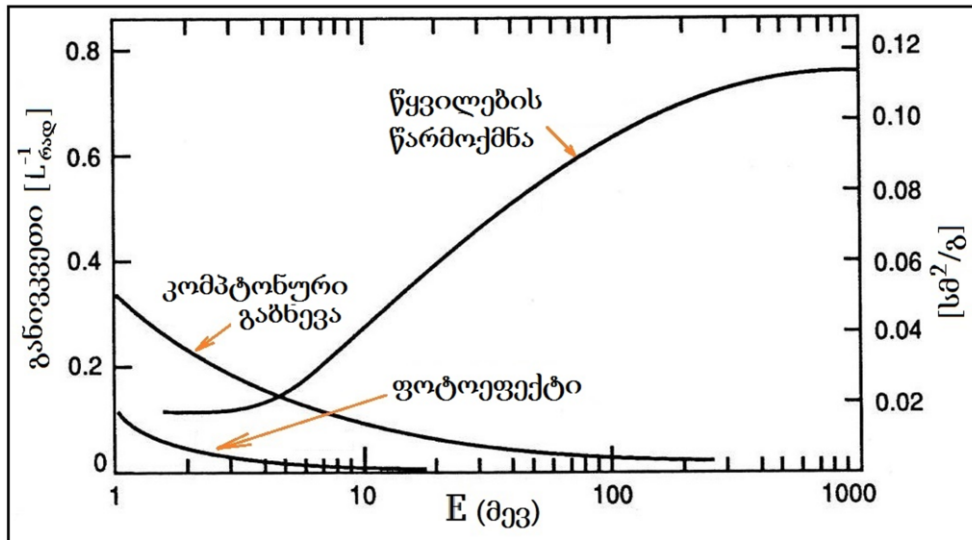
სურ.13-2-ზე ნაჩვენებია ელექტრონების (პოზიტრონების) საშუალო ენერჯის კარგვა ტყვიაში [13-1].



სურ 13-2. ელექტრონების (პოზიტრონების) ფრაქციონალური ენერჯის კარგვების ენერჯიაზე დამოკიდებულება ტყვიაში

10 მევ-ზე მაღალი ენერჯის მქონე ელექტრონებისთვის (პოზიტრონებისთვის) ენერჯის კარგვა ძირითადად ხდება ბრემშტრალუნგის მეშვეობით. როდესაც საწყისი ნაწილაკის ენერჯია აჭარბებს 1 გევ-ს, ენერჯის კარგვის პროცესი ბრემშტრალუნგით უკვე ძირითად ენერჯიაზე დამოკიდებული აღარაა. მეორეს მხრივ, დაბალ ენერჯიებზე ელექტრონები (პოზიტრონები) ენერჯიას ძირითადად კარგავენ ატომებთან და მოლეკულებთან შეჯახების ხარჯზე.

სურ.13-3-ზე წარმოდგენილია ფოტონების ტყვიასთან ურთიერთქმედების კვება [13-2]. დაბალი ენერგიების შემთხვევაში ფოტონების ენერგიის კარგვა გამოწვეულია კომპტონური გაბნევით და ფოტოეფექტით. 10 მევ-ზე მაღალი ენერგიის მქონე ფოტონები ძირითადად ენერგიას კარგავენ წყვილთა წარმოქმნის ხარჯზე, რომელიც საწყისი ფოტონის ენერგიაზე თითქმის დამოუკიდებელი ხდება, როდესაც ფოტონის ენერგია გასცდება 1 გევ-ს.



სურ 13-3. ფოტონების ტყვიასთან ურთიერთქმედების კვების დამოკიდებულება ფოტონის ენერგიაზე

როგორც აღმოჩნდა, ნივთიერებაში (მაგ. ტყვიაში) მოხვედრისას მაღალი ენერგიის ელექტრონები (პოზიტრონები) წარმოქმნიან მეორად ფოტონებს ბრემსტრალუნგის მეშვეობით, ხოლო ფოტონები წარმოქმნიან ელექტრონ-პოზიტრონულ წყვილებს. შემდგომ, უკვე მეორადი ელექტრონები (პოზიტრონები) და ფოტონები წარმოქმნიან ფოტონებს და ელექტრონ-პოზიტრონულ წყვილებს იგივე მექანიზმების მეშვეობით და ა.შ. ამგვარად, ხდება მეორადი ნაწილაკების ღვარის განვითარება. სურ.13-4-ზე წარმოდგენილია კრისტალში მოდელირებული ღვარის განვითარების სურათი.

ღვარში მეორადი ნაწილაკების რიცხვი იზრდება მანამ, სანამ ღვარის ელექტრონული კომპონენტის ენერგია არ დაეცემა ϵ კრიტიკულ ენერგიაზე დაბლა. შემდგომში ნაწილაკთა ენერგია უკვე იხარჯება არა მეორადი ნაწილაკების წარმოქმნაზე, არამედ იონიზაციაზე და ატომების აღზუნებაზე.

უნდა აღვნიშნოთ, რომ ენერგიის კარგვა ელექტრონების და γ -კვანტების მიერ ასევე დამოკიდებულია მახასიათებლებზე და რაოდენობაზე ნივთიერებისა, რომელშიც საწყისი ნაწილაკი ხვდება და ღვარის მეორადი ნაწილაკები ვრცელდება. ასეთი მახასიათებელი არის ე.წ. რადიაციული სიგრძე X_0 , (იხ. თავი II, {7-13; 7-24}). γ -კვანტების შემთხვევაში რადიაციული სიგრძე X_0 არის დისტანცია, რომლის 7/9 ნაწილის გავლისას ფოტონების საწყისი ინტენსივობა I_0 მცირდება e -ჯერ:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{7}{9} \cdot \frac{x}{E_0}} \quad \{13-1\}$$

რადიაციული სიგრძე ასევე გამოიყენება ელექტრომაგნიტური ღვარის მახასიათებლების (გრძივი და განივი ზომები) აღსაწერად.

X_0 მთლიანად დამოკიდებულია ნივთიერებაზე. სხვადასხვა ნივთიერებისთვის X_0 დათვლილი და ტაბულირებული იქნა ი.ს.ცაის მიერ [13-3] შემდეგნაირად:

$$\frac{1}{X_0} = 4 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \{Z^2 [L_{rad} - f(Z)] + Z \cdot L'_{rad}\}$$

სადაც $A = 1$ გ/მოლ-თვის $4 \cdot \alpha \cdot r_e^2 \cdot \frac{N_A}{A} = \left(716.408 \frac{\text{ბ}}{\text{სმ}^2}\right)^{-1}$.

ცხრილში /13-1/ მოცემულია L_{rad} და L'_{rad} მნიშვნელობები სხვადასხვა ნივთიერებისათვის [13-3], რომლებიც ნაპოვნია ემპირიულად და უგანზომილებო სიდიდეებია.

ცხრილი /13-1/: L_{rad} და L'_{rad} პარამეტრების მნიშვნელობები ელემენტთა პერიოდული ცხრილის პირველი ოთხი უმსუბუქესი ელემენტისთვის და ყველა დანარჩენი ელემენტებისთვის (ურანამდე).

ელემენტი	z	L_{rad}	L'_{rad}
H	1	5.31	6.144
He	2	4.79	5.621
Li	3	4.74	5.805
Be	4	4.71	5.924
	>4	$\ln(184.15 \cdot Z^{-1/3})$	$\ln(1194 \cdot Z^{-2/3})$

$f(Z)$ ფუნქციის პარამეტრიზაციას აქვს შემდეგი სახე [13-4]:

$$f(Z) = a^2[(1 + a^2)^{-1} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6]$$

სადაც $a = \alpha \cdot Z$, Z ნივთიერების ატომური რიცხვია, α კი ნაზი სტრუქტურის მუდმივა. მოცემული ფორმულებითა და ცხრილის მონაცემებით რადიაციული სიგრძის დათვლა საკმაოდ მარტივად შეიძლება.

გარდა ამისა, [13-2]-ში მოყვანილია ემპირიული ფორმულა [7-25], რომელიც საკმაოდ ზუსტად აღწერს ექსპერიმენტულ მონაცემებს და ნივთიერებებში X_0 -ის გამოსათვლელად გამოიყენება.

სხვადასხვა ნივთიერებათა ნარევისაგან შედგენილი მშთანთქმელი ნივთიერების ჯამური რადიაციული სიგრძის დასათვლელად ვიყენებთ შემდეგ ფორმულას

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{V_i}{X_i}$$

სადაც V_i არის i -ური ნივთიერების მოცულობა, გამოსახული პროცენტებში სრულ მოცულობასთან მიმართებაში, X_i კი i -ური ნივთიერების რადიაციული სიგრძე, გამოსახული სანტიმეტრებში.

მრავალკომპონენტური მოლეკულიანი ნივთიერების რადიაციული სიგრძის დასათვლელად კი შემდეგი სახის ფორმულა შეგვიძლია გამოვიყენოთ:

$$\frac{A_0}{X_0} = \sum_i \frac{A_i n_i}{X_i} \quad \{13-2\}$$

სადაც A_0 და X_0 არის შედგენილი ნივთიერების ატომური წონა და რადიაციული სიგრძე შესაბამისად, ხოლო A_i , n_i და X_i - თითოეული შემადგენელი ნაწილის ატომური წონა, ატომთა რაოდენობა მოლეკულაში და რადიაციული სიგრძე.

მაგალითისათვის გამოვთვალოთ CMS ექსპერიმენტის ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის რადიაციული სიგრძე. აღნიშნულ კალორიმეტრში გამოიყენება ტყვიის ვოლფრამატის კრისტალები ($PbWO_4$). ტყვიის ატომური მასაა $M_{Pb} = 207.2$, რადიაციული სიგრძე $X_0 = 6.37$. იგივე სიდიდეები ვოლფრამისთვის გვაქვს 183.8 და 6.76 და ჟანგბადისთვის კი 16 და 34.4 შესაბამისად. $PbWO_4$ კრისტალის (1 ტყვია, 1 ვოლფრამი და 4 ჟანგბადი) საშუალო ატომური წონაა 455 (შემადგენელი ელემენტების ატომურ წონათა ჯამი). მაშინ ფორმულა {13-2}-ს გამოვიყენებთ:

$$\frac{455}{X_0} = \frac{207}{6.37} + \frac{183.8}{6.76} + \frac{16 \cdot 4}{34.4} \quad \text{და} \quad X_0 = 7.39 \text{ გ/სმ}^2$$

დღეისათვის სხვადასხვა, ელემენტარული თუ შედგენილი ნივთიერებების რადიაციული სიგრძეები დათვლილია და შეიძლება მოძიებული იქნას ნაწილაკთა მონაცემების ბაზის ცხრილებში [13-1].

როგორც თავი II-ში იყო განმარტებული, **კრიტიკული ენერგია** E_{cr} არის ის ენერგია, რომლიც დროსაც დანაკარგები ბრემშტრალუნგზე და იონიზაციაზე ერთმანეთს უტოლდება. იგი სრულად დამოკიდებულია ნივთიერების თვისებებზე და მიახლოებით შეგვიძლია ასე გამოვსახოთ:

$$E_{cr} = \frac{610(710)}{Z+1.24(0.92)} \text{ მევ}$$

ფრჩხილებში მოქცეული რიცხვები არის გაზებისთვის, ფრჩხილებს გარეთ მოყვანილი კი მყარი სხეულებისთვის [13-2].

არსებობს E_{cr} სიდიდის მეორე განსაზღვრებაც [13-6], რომლის თანახმად E_{cr} არის ის ენერგია, როდესაც იონიზაციური დანაკარგები X_0 -ის ერთ ერთეულზე ელექტრონის ენერგიის ტოლია

$$\frac{dE}{dx} (\text{ionization}) = \frac{E}{X_0}$$

ღვარში ნაწილაკთა რიცხვი იზრდება, სანამ ელექტრონების ენერგია ღვარში კრიტიკულ ენერგიაზე ნაკლები არ გახდება. ამის შემდგომ ენერგია იხარჯება ბრემშტრალუნგზე და იონიზაციაზე.

ელექტრომაგნიტური ღვარის გრძივი და განივი მახასიათებლები. ზემოთ მოყვანილი {7-24} და {13-1} ფორმულების თანახმად, ღვარის განვითარების სურათებს ელექტრონებისა და ფოტონებისთვის მსგავსი სახეები აქვთ, და თუ გამოსახულია X_0 რადიაციული სიგრძის ერთეულებში, ნივთიერების ტიპზე აღარაა დამოკიდებული. ამიტომაც, ელექტრომაგნიტური ღვარი ელექტრონების (პოზიტრონების) და ფოტონებისთვის შეგვიძლია აღვწეროთ რადიაციული სიგრძის შემცველი მარტივი ფუნქციებით და ასეთი აღწერა უნივერსალურია.

მაგალითად, ღვარის გრძივი პროფილი შეიძლება აღიწეროს [13-7] შემდეგი ფორმულით:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \beta \frac{(\beta t)^{\alpha-1} \cdot e^{-\beta t}}{\Gamma(\alpha)}$$

სადაც $t = x/X_0$ არის ღვარის გავრცელების სიღრმე ნივთიერებაში, გამოსახული რადიაციული სიგრძეებით. α და β პარამეტრებია, რომლებიც დამოკიდებულია საწყისი ნაწილაკის სახეზე (e^\pm ან γ). ღვარის მაქსიმუმის პოზიცია (მანძილი ნაწილაკის დაცემის წერტილიდან ადგილამდე, სადაც მეორადი ნაწილაკების რიცხვი მაქსიმალურია) მიახლოებით შეიძლება ვიპოვოთ შემდეგი ფორმულით

$$t_{max} \approx \ln \frac{E_0}{E_{cr}} + t_0$$

სადაც t_{max} იზომება რადიაციულ სიგრძეებში, E_0 არის დამცემი ნაწილაკის საწყისი ენერგია და $t_0 = -0.5$ ელექტრონებისა და პოზიტრონებისთვის და $+0.5$ ფოტონებისთვის.

იმისთვის რომ მიახლოებით დავითვალოთ კალორიმეტრის სისქე, რომელიც შეიცავს ელექტრომაგნიტური ღვარის 95%, შეგვიძლია ვისარგებლოთ ფორმულით

$$t_{95\%} = t_{max} + 0.08 \cdot Z + 9.6$$

ღვარის განივი ზომა განისაზღვრება მოლიერის რადიუსით, რომელიც წარმოადგენს ელექტრონების საშუალო გადახრას კრიტიკულ ენერგიაზე ერთი რადიაციული სიგრძის გავლის შემთხვევაში და მიახლოებით უდრის [13-2]:

$$R_M \left(\frac{g}{cm^2} \right) \approx 21 (MeV) \frac{E_0}{E_{cr} (MeV)}$$

საშუალოდ, ღვარის ენერგიის 90% მოქცეულია $1 R_M$ რადიუსის ცილინდრში (უსასრულოდ გრძელ $3R_M$ დიამეტრის ცილინდრში ექცევა ენერგიის 99%). უმეტესობა კალორიმეტრებისთვის R_M არის რამდენიმე სანტიმეტრის რიგის, რაც ნიშნავს, რომ ელექტრომაგნიტური ღვარი საკმაოდ ვიწროა. ასევე უნდა აღვნიშნოთ, რომ ელექტრომაგნიტური ღვარის განივი ზომა საწყისი ნაწილაკის ენერგიაზე თითქმის არაა დამოკიდებული.

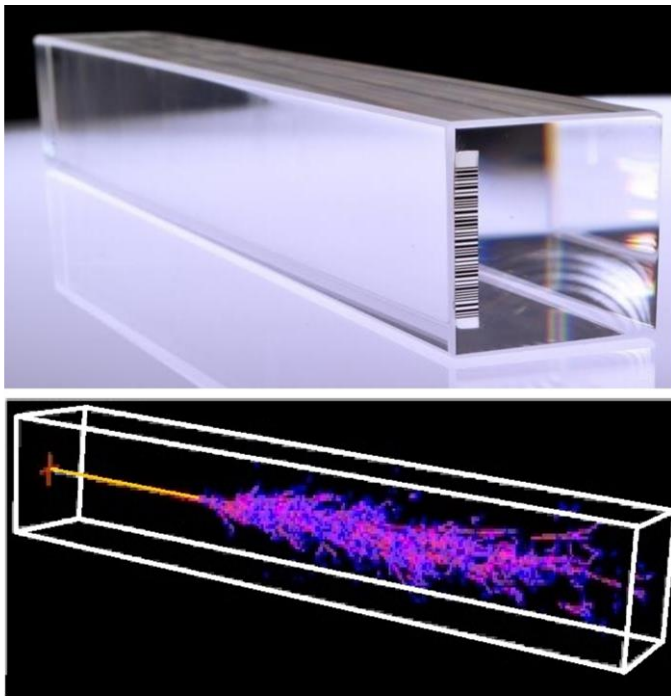
ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა. ელექტრომაგნიტურ კალორიმეტრში ენერგიის გაზომვა ემყარება პრინციპს, რომ ღვარის მეორადი დამუხტული ნაწილაკების მიერ დეტექტორის ნივთიერებაში გამოყოფილი იონიზაციისა და აღვანებების ენერგია პროპორციულია დამცემი ნაწილაკის ენერგიის.

ღვარის ტრეკული სიგრძე T_0 , რომელიც განისაზღვრება, როგორც ჯამი კასკადის ყველა დამუხტული ნაწილაკის იონიზაციის ტრეკებისა, არის პროპორციული

$$T_0 \sim X_0 \frac{E_0}{E_{cr}} \quad (\text{გრ/სმ}^2)$$

სადაც $\frac{E_0}{E_{cr}}$ ღვარში ნაწილაკთა რაოდენობაა. ეს პროპორციულობა მიუთითებს, რომ დამუხტული ტრეკების მიერ მოცემული სიგნალი დამცემი ნაწილაკის E_0 ენერგიის შესატყვისია. ეს სიგნალი შეიძლება გაზომილი იქნას, როგორც ნათება სცინტილატორულ გარემოში, ან როგორც მუხტი გაზურ თუ თხევად გარემოში.

ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა იდეალური კალორიმეტრის შემთხვევაში, ანუ როდესაც იდეალურად ჰომოგენურ კალორიმეტრს განვიხილავთ, განისაზღვრება T_0 ტრეკული სიგრძის განსაზღვრის სიზუსტით. T_0 არის ღვარში ტრეკული სეგმენტების რაოდენობის პროპორციული, ხოლო ღვარის განვითარება სტოქასტიკური პროცესია. თუ შესაძლებელი იქნება მეორად ღვარში წარმოქმნილი ყველა დამუხტული ნაწილაკის დათვლა, მაშინ ღვარის ენერგია პროპორციულია N მეორადი ნაწილაკების რიცხვის $E \sim N$, ხოლო საკვლევი



სურ.13-4: CMS ექსპერიმენტის ემ კალორიმეტრის ტყვიის ვოლფრამატის კრისტალი (ზემოთ) და მოდელირებული ემ ღვარი კრისტალში (ქვემოთ)

ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა გამოდის სტატისტიკურად T_0 სიდიდის პროპორციული $\sigma \sim \sqrt{N} \sim \sqrt{E}$.

რეალურ შემთხვევაში საქმე გვაქვს სხვადასხვა ფაქტორებთან, რომლებიც იწვევენ კალორიმეტრის

გარჩევისუნარიანობის გაუარესებას. ჩამოვთვალოთ რამდენიმე ძირითადი ასეთი ფაქტორი. შეუძლებელია იდეალურად ჰომოგენური მშთანთქმელის შექმნა, მეორადი ღვარის გავრცელების დროს შეუძლებელია ყველა მეორადი დამუხტული ნაწილაკების დათვლა, ღვარში ნაწილაკთა რიცხვი ფლუქტუირებს, წამკითხავი ელექტრონიკის არაწრფივობა და ხმაური,

სცინტილაციური შუქის მარეგისტრირებელი ფოტო-დეტექტორების სტატისტიკური ფლუქტუაციები. ზემოთ ჩამოთვლილი ფაქტორები სამ ძირითადად სახეობად ერთიანდება.

- სტოქასტიკური ნაწილი: ღვარის შემადგენელი ნაწილაკების ფლუქტუაცია; ფოტოდეტექტორების სიგნალის სტატისტიკური ფლუქტუაციები.
- ხმაურის ნაწილი: ჩამწერი ელექტრონიკის ხმაური; ბუნებრივი რადიაქტიურობა.
- მუდმივი ნაწილი: კალორიმეტრის არაჰომოგენურობა; კალორიმეტრის კონსტრუქციული თავისებურებები და ზომების ვარიაცია; ენერგიის

გაჟონვა კალორიმეტრიდან.
 მაშინ კალორიმეტრის გარჩევისუნარიანობა შეგვიძლია გადავწეროთ შემდეგნაირად:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2} \quad \{13-3\}$$

ან ხშირად წერენ ამგვარი სახით:

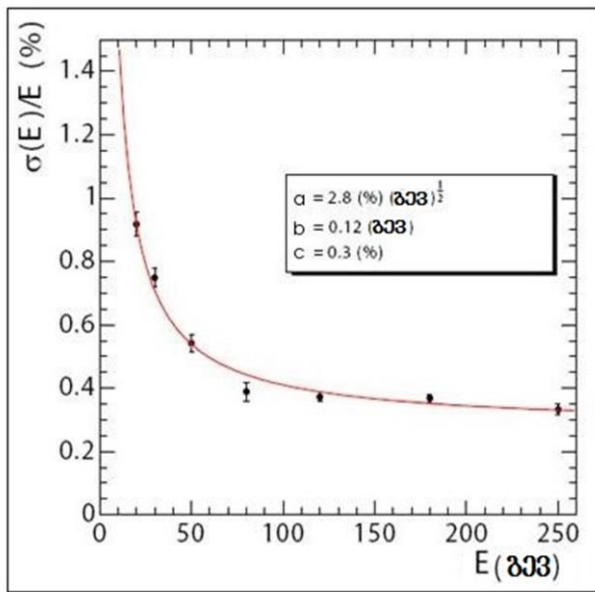
$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{(E)}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

ოპერაცია \oplus აღნიშნავს კვადრატულ ჯამს. a , b და c პარამეტრები განისაზღვრება ემპირიულად, კალორიმეტრის ენერგეტიკული სპექტრის აპროქსიმაციის (ფიტის) საშუალებით. პარამეტრი a არის სტოქასტიკური წევრი, ანუ სტატისტიკურ ფლუქტუაციებთანაა დაკავშირებული. ეს წევრი მით ნაკლებია, რაც მეტია სცინტილატორიდან შუქგამოსავალი. მაგალითად, გერმანიუმ-ვისმუტის კრისტალისათვის (BGO), $a \approx 2\%$, b ელექტრონიკის ხმაურის წვლილს ასახავს, ასევე პიედესტალიც აქ შედის და კალორიმეტრში შემომავალი ნაწილაკის იმპულსის განსაზღვრის სიზუსტეც აისახება. ხოლო c - მუდმივი წევრი - კალორიმეტრის ყალიბრების შეცდომების, სხვადასხვა წერტილებიდან შუქის მოკრების არაერთგვაროვნების, სხვადასხვა ელექტრონული ბლოკების არაწრფივობების და სხვა დარღვევების ამსახველია.

პირველი დიდი ჰომოგენური ჰოდოსკოპური ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები [13-15] დამზადებული იქნა გასული საუკუნის 80-იან წლებში, რომლებზეც წარმატებით განხორციელდა მეზონების კვლევა მრავალფოტონიანი საბოლოო მდგომარეობებით, კერძოდ გაზომილ იქნა η და η' მეზონების ფოტონური დაშლების ბრენჩინგები, ასევე გამოკვლეულ იქნა $\pi^0\pi^0$, $\eta\pi^0$, $\eta\eta$, $\eta\eta'$, $\omega\omega$ და $4\pi^0$ საბოლოო მდგომარეობები ეგზოტიკური მეზონების აღმოსაჩენად. ორივე დანადგარის ძირითად ნაწილს წარმოადგენდა ჰოდოსკოპური γ -სპექტრომეტრი, რომელიც შედგებოდა $38 \times 38 \times 450$ მმ³ ზომის ტყვიანარევი მინის (40%-მდე ტყვიის შემცველობით) მართკუთხა პრიზმის ფორმის მქონე ელემენტებისაგან, რომლებიც გახვეული იყო ალუმინიზირებულ ამრეკლ ფოლგაში. ელემენტების რაოდენობა შეადგენდა 48×32 GAMS-2000 და 64×64 GAMS-4000 კალორიმეტრში, რომლებიც განლაგებული იყო ნაკადის ღერძის სიმეტრიულად მის მართობულ სიბრტყეში სამიზნიდან გარკვეულ მანძილზე. ცენტრალურ ნაწილში ერთი ელემენტის ადგილი ცარიელი იყო ამაჩქარებლის მილის გასატარებლად. ცალკეულ ელემენტში მოხვედრილი ფოტონი იძლეოდა ღვარს, რომლის ენერგიის 99% ექცეოდა 3×3 ბლოკების კლასტერში, მაქსიმალური ენერგიის გამომყოფი პრიზმით ცენტრში. ელემენტის მეორე ბოლოზე მიმაგრებული ფოტოგამამრავლებლების საშუალებით ხდებოდა ჩერენკოვის ჯამური გამოსხივების რეგისტრირება. ელემენტების ზომები უზრუნველყოფდა მრავალფოტონიან საბოლოო მდგომარეობებში ცალკეული ფოტონების კარგ სივრცულ სეპარაციას და 2-ფოტონიანი მდგომარეობების მასის აღდგენას 1%-ანი სიზუსტით. დანადგარებზე მიღებული ფიზიკური შედეგების დიდი ნაწილი

დღემდე მოიხსენიება PDG-შედეგებში. ტყვიანარევი მინა რადიაციულად მედეგი არაა და დროთა განმავლობაში კარგავს გამჭვირვალობას, რაც მნიშვნელოვნად აუარესებს სპექტრომეტრის ენერგეტიკულ გარჩევისუნარიანობას, ამიტომ შემდეგი თაობის სპექტრომეტრებში (SMS, ALICE-PHOS) მასალად გამოყენებული იქნა ვოლფრამიანი ტყვიის ოქსიდი ($PbWO_4$).

დიდ ადრონულ კოლაიდერზე მოქმედი CMS ექსპერიმენტის ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრი მიეკუთვნება ჰომოგენური კალორიმეტრების ტიპს. იგი შედგება 75848



სურ.13-5: 3x3 კრიტალისგან შედგენილი მოდულის ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა

ვოლფრამიანი ტყვიის ოქსიდის კრისტალისგან. ამ მასალის კრისტალის არჩევა მაღალმა რადიაციულმა მდგრადობამ განაპირობა, თუმცა შუქგამოსავალი არაა დიდი, მაგრამ ეს ფაქტორი 100 გეე დამცემი ნაწილაკებისათვის უკვე აღარაა მნიშვნელოვანი.

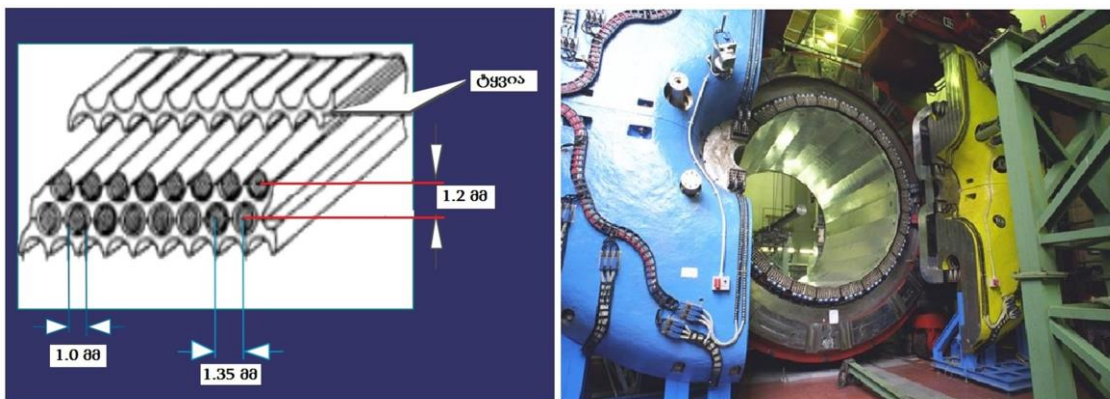
სურ.13-4-ზე მოცემულია ერთი ასეთი კრისტალი. ისინი არჩეული იქნა იმიტომაც, რომ მასალის სიმკვრივე მაღალია: 8.28 გ/სმ³. ამასთან ერთად, რადიაციული სიგრძე $X_0=0.89$ სმ და მოლიერის რადიუსი $R_m=2.2$ სმ საშუალებას გვაძლევს შევქმნათ კომპაქტური კალორიმეტრი. კრისტალის სიგრძე, რომელიც სანტიმეტრია, კვეთა კი 4-9 სმ².

განსაზღვრავს კალორიმეტრის სისქეს, 23 კრისტალები შემდგომ გაერთიანებულია უფრო მსხვილ მოდულებად, რომლებიც შეიცავენ 3 x 3, ან 5x5 კრისტალებს. ასეთი მოდულები ჩართულია ტრიგერულ ლოგიკაში. სურ.13-5-ზე მოცემულია 3 x 3 კრიტალისგან შედგენილი მოდულის ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა. იგი მიღებულია ელექტრონების სხივით, რომელიც დამიზნებული იყო ცენტრალური კრისტალის ცენტრში. 5x5 კრისტალის მოდულის 280 გეე ელექტრონების კონაზე ტესტირებამ აჩვენა ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა $\frac{\sigma(E)}{E} = 0.4\%$, რაც განაპირობა ძირითადად თავისუფალმა წევრმა [13-3] ფორმულაში. b-ს სიდიდემ ამ ფორმულაში შეადგინა 142 მეე. 5000 კრისტალზე ჩატარებულმა კვლევამ მოგვცა საშუალო მნიშვნელობა $a = 2.14$ [13-8].

აღსანიშნავია, რომ არსებობს კალორიმეტრების კვაზი-ჰომოგენური ტიპი. ამ შემთხვევაში, როგორც წესი, მშთანთქმელის როლს ასრულებს სითხე, რომელშიც მოთავსებულია ელექტროდები, წარმოქმნილი მუხტის შესაგროვებლად. თხევადი ნივთიერება ჰომოგენურია, მაგრამ მასში მოთავსებული ელექტროდები ლოკალურად არღვევენ ჰომოგენურობას. ასეთი კალორიმეტრის მაგალითად

შეგვიძლია მოვიყვანოთ NA48 ექსპერიმენტის ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრი, რომელიც თხევად კრიპტონს შეიცავს. მისი სიგრძეა მიახლოებით 1.2 მ, რაც შეესაბამება $25X_0$ -ს, სეგმენტირებულია განივ $2\text{სმ}\times 2\text{სმ}$ ზომის 13500 უჯრედებად. თხევად კრიპტონში მოთავსებულია სპილენძის ელექტროდები, რომელთაც ზიგზაგური ფორმა აქვთ [13-9].

ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები არსებობს არა მარტო მონოკრისტალზე დაფუძნებული ჰომოგენური ტიპების, გვხვდება ასევე სემპლინგ კალორიმეტრებიც. მაგალითად, იტალიის ე.ფრასკატის e^+e^- ამაჩქარებელზე მოქმედი KLOE დანადგარის ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრი შედგება ტყვიის ფენებს შორის მოთავსებული სცინტილატორული შუქგამტარი ბოჭკოებისაგან. ნახ.13-6-ზე, მარცხნივ, ნაჩვენებია ბოჭკოების განლაგება ტყვიის შრის ფორმებში შესაბამისი ზომების მითითებით, მარჯვნივ კი KLOE ექსპერიმენტის კალორიმეტრული ნაწილის ფოტოგრაფიაა წარმოდგენილი.



სურ.13-6: სემპლინგ ტიპის ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრი KLOE ექსპერიმენტში

სემპლინგ კალორიმეტრის ტიპს მიეკუთვნება CERN-ში მოქმედი COMPASS-ექსპერიმენტის ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის ე.წ. „შაშლიკ“ მოდული. აქ ტყვიის ფენებს შორის მოქცეული სცინტილატორული შრეებიდან ფოტონების გამოტანა ხდება შუქმიმღებ ელემენტისაკენ მატრიცულად განლაგებული შემაერთებული ფიბერების საშუალებით (სურ.11-5 და სურ.11-8).

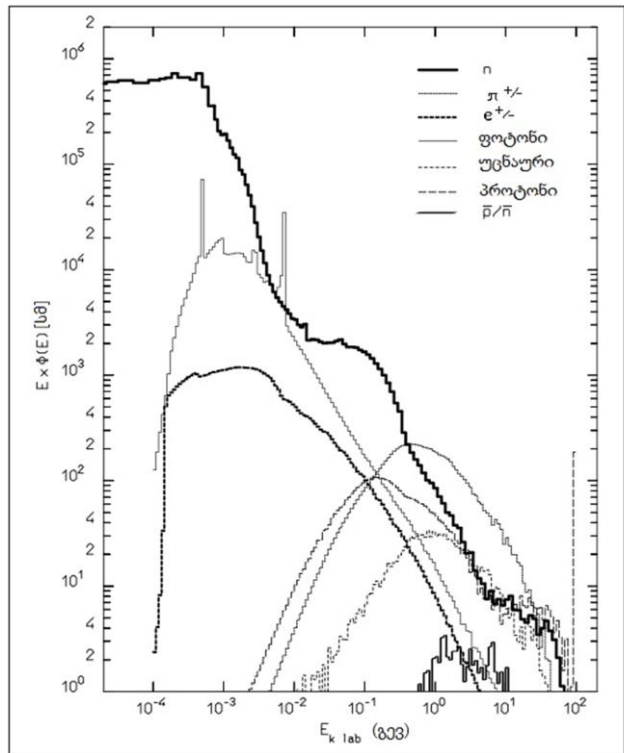
ორივე მოყვანილ მაგალითში ტყვიის ფენების გამოყენება კალორიმეტრის კომპაქტურობის მიზნით იქნა განსაზღვრული.

• ადრონული კალორიმეტრები

ადრონული ღვარი. ძლიერად ურთიერთქმედი ნაწილაკების, ანუ ადრონების ნივთიერებაში მოხვედრისას, ელექტრომაგნიტური ღვარის მსგავსად, წარმოიქმნება მეორადი ნაწილაკების ღვარი, რომელსაც ადრონული ღვარი ეწოდება. ადრონული ღვარი თავისი თვისებებით განსხვავდება ელექტრომაგნიტური ღვარისგან. ადრონული ურთიერთქმედება მშთანთქმელში ორ კლასად შეგვიძლია დავყოთ: პირველ კლასს მიეკუთვნება მაღალ ენერგეტიკული მეორადი ადრონების დაბადება $\lambda_h \approx 35 \cdot A^{1/3}$ გ/სმ² თავისუფალი განარბენით ურთიერთქმედებებს შორის (ბირთვული ურთიერთქმედების სიგრძე). პირველადი ადრონის ენერგიის ნაწილი, დაახლოებით ნახევარი გადაეცემა მეორად ადრონებს.

როგორც წესი, მეორადი ადრონების ენერგია გევ-ის რიგისაა. მეორე კლასს კი წარმოადგენს ადრონების შეჯახება ნივთიერების ბირთვებთან. პირველადი ადრონის ენერგიის მნიშვნელოვანი ნაწილი ხმარდება ბირთვულ პროცესებს, რომელთა შორის ძირითადი პროცესებია ბირთვის აღზნება, ბირთვის გახლეჩა ან აორთქლება. ამ შემთხვევაში წარმოიქმნება დაბალ ენერგეტიკული მეორადი ნაწილაკები, რომელთა ენერგიები ბირთვული ურთიერთქმედების ენერგიების, მევ-ების, რიგისაა.

სურ.13-7-ზე მოცემულია ადრონული ღვარის ძირითადი კომპონენტების ენერგეტიკული განაწილება, რომელიც გამოწვეულია 100 გევ-იანი პიონებით ტყვიის მშთანთქმელში



სურ.13-7: ტყვიის მშთანთქმელში ადრონული ღვარის ძირითადი კომპონენტების ენერგეტიკული განაწილება, გამოწვეული 100 გევ პიონებით.

[13-2]. დაბალ ენერგიებზე ამ სპექტრში დომინირებენ ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილები, ფოტონები და ნეიტრონები. მაღალ ენერგეტიკულ სპექტრში კი გვაქვს პროტონები, ნეიტრონები, დამუხტული და ნეიტრალური პიონები.

ადრონული ურთიერთქმედების შედეგად დაბადებული ნაწილაკების 90%-ზე მეტს წარმოადგენენ პიონები. ამათგან, 1/3 არის ნეიტრალური (π^0), რადგან ძლიერი ურთიერთქმედება ელექტრულ მუხტზე დამოკიდებული არ არის.

ეს ნეიტრალური პიონი შემდგომში, ვიდრე მოახდენს ურთიერთქმედებას, იშლება ორ γ -კვანტად, რის შედეგადაც ადრონულ ღვარს უჩნდება ელექტრომაგნიტური კომპონენტი. პირველი თაობის ურთიერთქმედებისას (ანუ საწყისი ნაწილაკის მშთანთქმელთან ურთიერთქმედებისას), საერთო

რაოდენობის $2/3$ იბადება ადრონები, რომელნიც ძლიერად ურთიერთქმედებენ. მეორე თაობის ურთიერთქმედებაში (ამ $2/3$ მეორადი ადრონების ურთიერთქმედება მშთანთქმელთან) ნეიტრალური პიონების რიცხვი ასევე შეადგენს $1/3$ -ს დაბადებული ნაწილაკების საერთო რიცხვიდან და ასე შემდეგ. პროცესი გრძელდება, სანამ ენერგია არ დაეცემა პიონის დაბადების ზღურბლურ ენერგიაზე დაბლა, რომელიც უდრის $E_{thr} = 290$ მევ-ს. ასეთი მსჯელობით ჩვენ შეგვიძლია გამოვიყვანოთ, რომ საშუალო ნეიტრალური პიონების ენერგიის წილი ემორჩილება ხარისხოვან დამოკიდებულებას. მართლაც, პირველი თაობის ურთიერთქმედების შემდეგ, როგორც აღვნიშნეთ, $1/3$ არის ნეიტრალური პიონების რიცხვი, მეორე თაობის ურთიერთქმედების შემდეგ უკვე ნეიტრალური პიონების წილი იზრდება შემდეგნაირად:

$$1/3 + 2/3 \times 1/3 = 5/9,$$

მესამე თაობის ურთიერთქმედების შემდეგ კი:

$$1/3 + 2/3 \times 1/3 + (1 - (1/3 + 2/3 \times 1/3)) \times 1/3 = 19/27.$$

ზოგადად, n თაობის ურთიერთქმედების შემდეგ ღვარის საშუალო ენერგია, რომელიც ნეიტრალურ პიონებზე მოდის, უდრის:

$$f_{em} = 1 - \left(1 - \frac{1}{3}\right)^n$$

არალექტრომაგნიტური კომპონენტის ენერგია კი მცირდება როგორც $\left(1 - \frac{1}{3}\right)^n$. როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ეს პროცესი გრძელდება, სანამ არსებული ენერგია არ დაეცემა პიონის წარმოქმნის ენერგიაზე დაბლა. აქედან გამომდინარეობს, რომ ურთიერთქმედებათა თაობათა რიცხვი n დამოკიდებულია ღვარის გამომწვევი ნაწილაკის ენერგიაზე (E).

სინამდვილეში ოდნავ განსხვავებული სურათი გვაქვს. ადრონულ ღვარში იბადება არა მარტო დამუხტული ან ნეიტრალური პიონები, არამედ სხვა ნაწილაკებიც. ფაქტორი $1/3$, რომელიც ჩვენ გამოვიყენეთ, რეალურად არის ზედა ზღვარი და ფაქტორი f_{em} გარკვეულწილად ნაკლებია $1/3$ -ზე. ზემოთ მოყვანილ მსჯელობაში ასევე არ გაგვითვალისწინებია ენერგიის კარგვები ბირთვულ ადგზნებაზე და იონიზაციაზე. ენერგიის ეს კარგვები მშთანთქმელის შემადგენლობაზე და თვისებებზეა დამოკიდებული. ასევე არაა გათვალისწინებული ბარიონული რიცხვის შენახვის კანონი, რაც იწვევს ელექტრომაგნიტური კომპონენტის უფრო დაბალ წილს პროტონებით გამოწვეულ ადრონულ ღვარში. ზემოთ განხილული დამატებითი ფაქტორები შესწავლილი იქნა [13-9] და საბოლოოდ გამოყვანილი იქნა ელექტრომაგნიტური ნაწილის საერთო სახე:

$$f_{em} = 1 - \left(\frac{E}{E_0}\right)^{(k-1)}$$

სადაც E_0 არის ერთი პიონის წარმოქმნის საშუალო ენერგია, ხარისხის მაჩვენებელი $(k-1)$ დაკავშირებულია ნაწილაკების საშუალო მრავლობითობასთან (m) ღვარში და ნეიტრალური პიონების წარმოქმნის საშუალო წილი f_{em} ტოლია:

$$1 - f_{em} = m^{(k-1)} \rightarrow k = 1 + \frac{\ln(1-f_{em})}{\ln m}$$

ამ განტოლებიდან ნათელია, რომ პარამეტრი k , რომელიც განსაზღვრავს ადრონული ღვარის ელექტრომაგნიტური წილის ენერგიაზე დამოკიდებულებას, განისაზღვრება ორი ძირითადი პარამეტრით: ნეიტრალური პიონების საშუალო რიცხვი ერთ ბირთვულ ურთიერთქმედებაზე და ნაწილაკების საშუალო მრავლობითობა ასევე ერთ ბირთვულ ურთიერთქმედებაზე.

ელექტრომაგნიტური შემადგენელის ენერგეტიკული შკალა აღიწერება ნეიტრალური პიონების რიცხვით ენერგიის ერთ ერთეულზე, ანუ $\frac{1}{E_0}$ -ით.

აქვე უნდა აღვნიშნოთ, რომ ბირთვულ რეაქციებში დაბადებული ნეიტრონებისა და ფოტონების წილს დიდი წვლილი შეაქვს კალორიმეტრების მუშაობაში. მიუხედავად იმისა, რომ ასეთ რეაქციებში დაბადებული ფოტონების ენერგია მნიშვნელოვანია, ისინი იბადებიან მნიშვნელოვანი დაგვიანებით (~ 10 მკ წამი). ასეთი ფოტონები და მათთან ერთად ბირთვულ ენერგიებში დაბადებული დაბალენერგეტიკული ნეიტრონები წარმოშობენ ე. წ. „უხილავ ენერგიას“, რომელიც საერთოდ ვერ რეგისტრირდება დეტექტორის მიერ.

ადრონული კალორიმეტრის e/h სიდიდე და კომპენსაცია. პირველადი პიონი, ურთიერთქმედებს რა მშთანმთქმელთან, წარმოქმნის ღვარს. თუ e - თი აღვნიშნავთ ელექტრომაგნიტური ღვარის მიერ მოცემული სიგნალის გამოძახილს, ხოლო h -ით ადრონული ღვარის მიერ მოცემულ გამოძახილს, მაშინ შეგვიძლია განვსაზღვროთ მათი ფარდობა, რომელიც ცნობილია, როგორც კალორიმეტრის $\frac{e}{h}$ სიდიდე. ეს ფარდობა განსაზღვრავს კალორიმეტრის კომპენსაციის დონეს და დიდი მნიშვნელობა აქვს დეტექტორის ყალიბრებისთვის. ქვემოთ ნათელი გახდება, თუ რატომ არის ეს ფარდობა მნიშვნელოვანი. $\frac{e}{h}$ სიდიდის გაზომვა პირდაპირი გზით შეუძლებელია, მაგრამ შეგვიძლია გავზომოთ ადრონული კალორიმეტრის გამოძახილი ელექტრონებისთვის და პიონებისთვის ცალ-ცალკე.

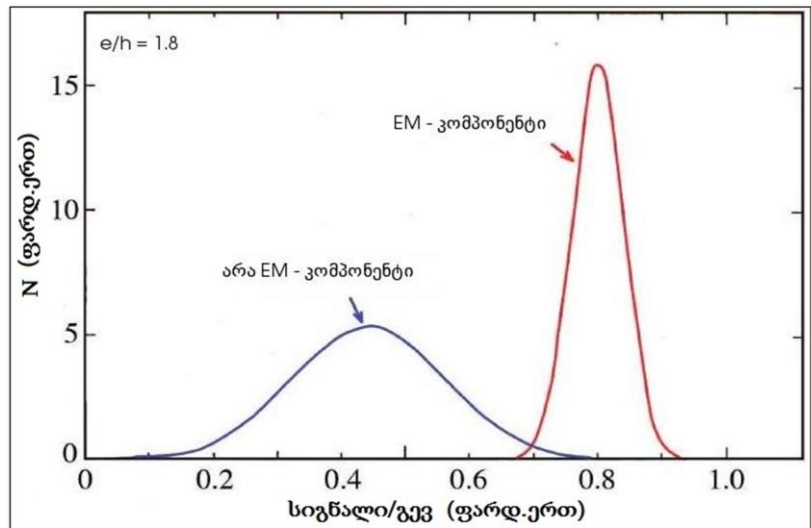
კალორიმეტრის გამოძახილი ელექტრონებისთვის იქნება ისევ e , ხოლო პიონებისთვის კი აღვნიშნოთ π -თი. მაშინ ამ ორი დამზერადი სიდიდის შეფარდება და $\frac{e}{h}$ სიდიდე ერთმანეთთან დაკავშირებულია შემდეგნაირად:

$$\left(\frac{e}{\pi}\right)^{-1} = 1 - \left(\frac{h}{e}\right) \cdot f_h = 1 - \left(1 - \frac{h}{e}\right) (1 - f_{em}) = \frac{\frac{e}{h}}{1 - f_{em} \left(1 - \frac{e}{h}\right)}$$

რადგან ძირითადად $h \neq e$, ადრონული კალორიმეტრის საშუალო გამოძახილის დამოკიდებულება საწყის ენერგიაზე არაა წრფივი, ვინაიდან აქ შემოდის f_{em} . როგორც ნაჩვენებია იყო ზემოთ, f_{em} არ არის მუდმივი, რადგან ნეიტრალური პიონები შეიძლება წარმოიქმნენ როგორც პირველი თაობის ადრონული ურთიერთქმედებისას, ასევე შემდეგი თაობის ურთიერთქმედების დროსაც და f_{em} ენერგიაზეა დამოკიდებული.

ასევე შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ეს ფარდობა არის კალორიმეტრის ადრონული გამოძახილის წრფივობის ზომა.

სურ.13-8-ზე მოყვანილია ჰიპოთეტურ კალორიმეტრში ადრონული ღვარის გამოძახილის EM (ელექტრომაგნიტური) და არა-EM წილები. სიდიდე $\frac{e}{h} = 1.8$ და ეს კალორიმეტრი არაკომპენსირებულია. დეტალურად ინფორმაციის მოძიება შეიძლება სხვადასხვა ლიტერატურაში (მაგ. [13-10]).



სურ.13-8: ჰიპოთეტური კალორიმეტრის EM (ელექტრომაგნიტური) და არა-EM გამოძახილი.

კალორიმეტრებისთვის, როდესაც $\frac{e}{h} \neq 1$, ჩამოვყალიბოთ ძირითადი დასკვნა: f_{em} ფლუქტუაციები არის ადრონული კალორიმეტრის ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობის ძირითადი კომპონენტი. f_{em} საშუალო მნიშვნელობა ენერგიაზეა დამოკიდებული და ამიტომ კალორიმეტრების გამოძახილი ადრონებისთვის არაწრფივია.

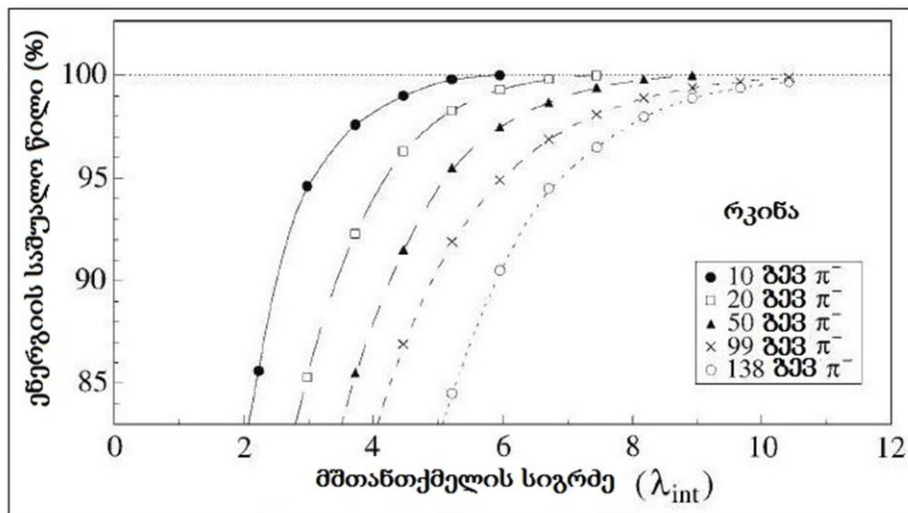
$\frac{e}{h}$ ფარდობისათვის არჩევენ სამ შემთხვევას. როდესაც ფარდობა უდრის 1, კალორიმეტრს ეწოდება კომპენსირებული, როცა $\frac{e}{h} < 1$ ზედმეტად კომპენსირებული და $\frac{e}{h} > 1$ - მცირედკომპენსირებული. ჰომოგენური კალორიმეტრები ყოველთვის არაკომპენსირებულია. ადრონული კალორიმეტრის გამოძახილის წრფივობა მიიღწევა იმ შემთხვევაში, როდესაც $\frac{e}{h} = 1$. ამის მიღწევა შეიძლება სხვადასხვა ხერხით. ერთ-ერთი ასეთი ხერხია - გამოვიყენოთ დიდი ატომური ნომრის (Z) მქონე ნივთიერება და შევქმნათ ე.წ. ჰეტეროგენური, ანუ სამკლინგ კალორიმეტრები. თავდაპირველად ასეთი კალორიმეტრის შექმნისას გამოიყენებოდა ურანის (^{238}U) 1.7 მმ სისქის ფილები და 20 მმ სისქის თხევადი არგონის შრე. $\frac{e}{h}$ სიდიდე ამგვარი კალორიმეტრისთვის $1.1 \div 1.2$ -ს უტოლდებოდა.

ადრონული ღვარის ზოგიერთი მახასიათებელი. ადრონული ურთიერთქმედება ნივთიერებასთან ხასიათდება თავისუფალი განარბენით, ანუ ურთიერთქმედების სიგრძით. რამდენიმე სიტყვით შევხებით ადრონული ღვარის თვისებებსაც, ელექტრომაგნიტური ღვარის ანალოგიურად.

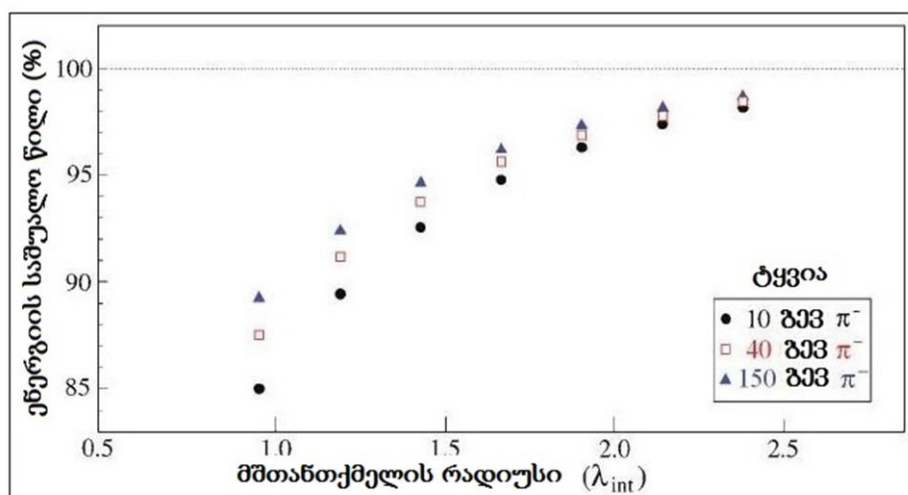
ღვარის გავრცელების სიღრმე ნივთიერებაში მოიცემა ფორმულით $t = \frac{x}{\lambda_{int}}$.
 ღვარის მაქსიმუმი

$$t_{max} = \frac{\ln\left(\frac{E}{E_{thr}}\right)}{\ln(n)}$$

სადაც E_{thr} ზღვრული ენერგიაა, რომლის ქვევითაც პიონები აღარ იბადებიან, n - დაბადებულ მეორად ნაწილაკთა საშუალო რიცხვია. ადრონული ღვარი ელექტრომაგნიტურ ღვარზე გაცილებით დიდია გრძივი ზომებით. მაგალითად, 300 გევ-იანი პიონების მიერ ინდუცირებული ღვარის 95% მოქცეულია $8\lambda_{int}$ -ში, ურანისთვის, რაც შეადგენს მიახლოებით 85 სმ-ს. იგივე ენერგიის ელექტრონების შემთხვევაში საკმარისია 10 სმ ურანი, რათა ღვარის 95% სრულად იყოს მოქცეული შიგნით.



სურ.13-9: ენერგიის საშუალო წილი მშთანთქმელის სიგრძის მიხედვით [13-11].

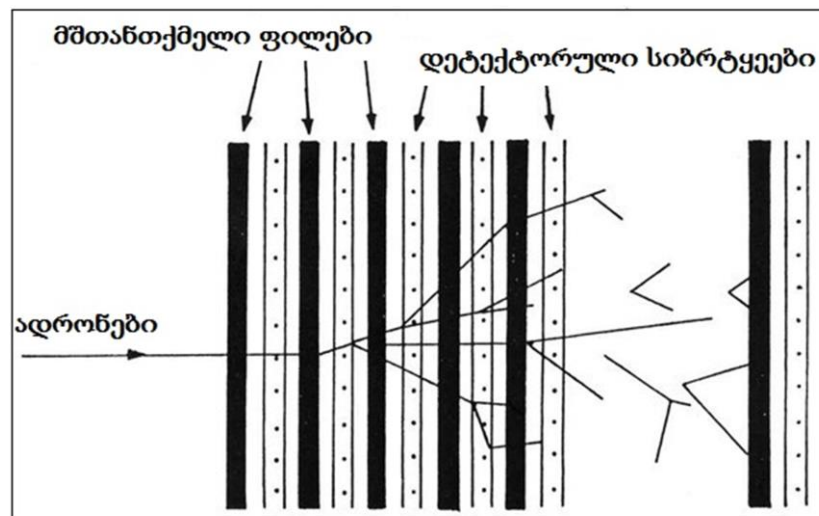


სურ.13-10: ენერგიის საშუალო წილი მშთანთქმელის რადიუსის მიხედვით [13-12].

სურათებზე (სურ.13-9,10) მოცემულია ადრონული ღვარის საშუალო პროცენტული წილები, უსასრულოდ განივი (სურ.13-9) და უსასრულოდ გრძელი

(სურ.13-10) ცილინდრებისათვის. მშთანთქმელის ზომები გამოსახულია λ_{int} - ურთიერთქმედების სიგრძის ერთეულებში.

ჰეტეროგენული, ანუ სემპლინგ ადრონული კალორიმეტრები. როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ჰომოგენური კალორიმეტრებისგან განსხვავებით, სემპლინგ კალორიმეტრებში მშთანთქმელი და ნივთიერება, რომელიც სიგნალს გამოიმუშავებს, სხვადასხვაა. ამ შემთხვევაში მშთანთქმელი პასიური ნივთიერებაა, რომელშიც მეორადი ღვარი წარმოიქმნება, ხოლო აქტიური ნივთიერება კი, როგორც წესი სცინტილატორი, გამოიმუშავებს გაზომვად სიგნალს. ამგვარი ტიპის კალორიმეტრებში პასიური და აქტიური ნივთიერება ერთმანეთს ენაცვლება. მშთანთქმელის როლში გამოიყენება დიდი სიმკვრივის მქონე ნივთიერება: რკინა, ტყვია, ბრინჯაო, სპილენძი, ურანი და ა.შ.



სურ.13-11: ადრონული სემპლინგ კალორიმეტრის სქემა და მასში განვითარებული ადრონული ღვარი.

აქტიურ ნივთიერების თითოეულ შრეში ღვარის ენერჯის მხოლოდ მცირედი ნაწილი გამოიყოფა. სემპლინგ კალორიმეტრის სიგნალი წარმოადგენს ყველა იმ სიგნალების ჯამს, რომელიც ინდუცირებულია ღვარის ნაწილაკების მიერ აქტიური ნივთიერების შრეებში. რადგან ადრონული ღვარის ნაწილაკების რიცხვი საგრძნობლად ფლუქტუირებს, ამ ფაქტს დიდი გავლენა აქვს სემპლინგ კალორიმეტრების ენერგეტიკულ გარჩევისუნარიანობაზე. ასეთ ფლუქტუაციებს სემპლინგ ფლუქტუაციები ეწოდება. ისინი თავისი ბუნებით ემორჩილებიან პუასონის სტატისტიკას.

აქტიური ნივთიერება გამოიმუშავებს შუქს, რომელიც გადამკვეთი ნაწილაკების ენერჯის პროპორციულია. შუქის შეგროვება სცინტილატორებიდან ხდება ან ოპტიკური ბოჭკოების მეშვეობით, ან პირდაპირ მიერთებული შუქგამტარების საშუალებით. საბოლოოდ, წარმოქმნილი და შეგროვებული შუქი გადაეცემა ფოტოდეტექტორს. სურ.13-11-ზე ნაჩვენებია ადრონული სემპლინგ კალორიმეტრის სქემა, აქტიური და პასიური (მშთანთქმელი) ფენების მონაცვლეობით.

სემპლინგ კალორიმეტრებში ენერჯის შთანთქმა ხდება არა მარტო პასიურ, არამედ აქტიურ ნივთიერებაშიც. აქტიურ ნივთიერებაში შთანთქმული ენერჯის

წილის შეფასება ხდება, როგორც წესი, mip ენერგეტიკული კარგვების საფუძველზე.

$$f = \frac{E_{mip}^{act}}{E_{mip}^{act} + E_{mip}^{pas}} \quad \{13-4\}$$

ამ ფორმულით მოცემულ სიდიდეს ასევე ეწოდება სემპლინგის წილი (sampling fraction) და ზოგჯერ აღინიშნება f_{sampl} .

ერთ-ერთი ასეთი კალორიმეტრისთვის, რომელიც შედგება 0.3 სმ სისქის ^{238}U -ის ფილებისა და მათ შორის მოთავსებული 0.46 სმ სისქის თხევადი არგონის შრისაგან, f შეადგენს 13.7%. ენერგიის კარგვა dE/dx mip-ისათვის ურანში არის 20.5 მევ/სმ, ხოლო თხევად არგონში 2.13 მევ/სმ. ამ მონაცემების გამოყენებით და {13-4} ფორმულის თანახმად მიიღება:

$$f = \frac{2.13 \times 0.46}{2.13 \times 0.46 + 20.5 \times 0.3} = 0.137 = 13.7\%$$

ადრონულ კალორიმეტრებში ასევე ძალიან მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ე. წ. სემპლინგ ფლუქტუაციები, რომელთაც დიდი გავლენა აქვთ ენერგეტიკულ გარჩევის უნარიანობაზე - აუარესებენ მას. [13-13; 13-14].

კალორიმეტრის პარამეტრების გაანგარიშების დროს სემპლინგ ფლუქტუაციების უგულვებელყოფა არ შეიძლება და ქვემოთ მათ მოკლე აღწერებს მოვიყვანოთ.

ადრონული კალორიმეტრის ენერგეტიკული გარჩევის უნარიანობა. ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრების მსგავსად, ადრონული კალორიმეტრის ენერგეტიკული გარჩევის უნარიანობა შეიძლება ჩაიწეროს შემდეგნაირად:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{A_1}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{A_2}{\sqrt{E}}\right)^2 + (A_3 \cdot \ln(E))^2 + \left(A_4 \frac{\sqrt{N}}{E}\right)^2 + A_5 \quad \{13-5\}$$

სადაც:

- პირველი წევრი, სტოქასტიკური - $\frac{A_1}{\sqrt{E}}$ აღწერს ღვარის და სემპლინგ ფლუქტუაციებს. A_1 პროპორციულია $\sqrt{(\Delta E)}$ -სი; სემპლინგ კალორიმეტრებში ეს ფლუქტუაციები დომინირებს.
- მეორე წევრი $\frac{A_2}{\sqrt{E}}$ დაკავშირებულია საწყისი ენერგიის ერთ ერთეულზე წარმოქმნილ ფოტოელექტრონების საშუალო რიცხვთან \bar{n} (ან ელექტრონიონური წყვილების საშუალო რიცხვთან, თუ თხევადი მშთანთქმელია) და A_2 პროპორციულია $\frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}$ -ის. ამ წევრის უგულვებელყოფა, როგორც წესი შეიძლება, რადგან მისი წვლილი უმნიშვნელოა;
- მესამე წევრი $A_3 \cdot \ln(E)$ დაკავშირებულია ღვარის გაჟონვასთან კალორიმეტრის ფიზიკურ ზომებს გარეთ. რაც უფრო დიდი ზომებისაა კალორიმეტრი, ეს წევრი მით უფრო უმნიშვნელოა;
- მეოთხე წევრი $A_4 \frac{\sqrt{N}}{E}$ დაკავშირებულია დეტექტორისა და ელექტრონიკის ხმაურთან. თანამედროვე კალორიმეტრები შედგება მრავალი არხისაგან,

ადრონულის ღვარი შეიძლება განვითარდეს რამდენიმე არხში და გაზომილი საბოლოო ენერგია ტოლია თითოეულ არხში გამოყოფილი ენერგიების ჯამის, მაშინ $\frac{\sigma}{E} \sim N \cdot \frac{\Delta E}{E}$, სადაც ΔE არის ხმაურის ენერგია, E კი არხში გამოყოფილი ენერგიაა. ამიტომაც [13-5] ფორმულაში მეოთხე წევრი დამოკიდებულია არხების რაოდენობაზეც. A_4 -ს ქცევა ისეთივეა, როგორც $\frac{1}{E}$.

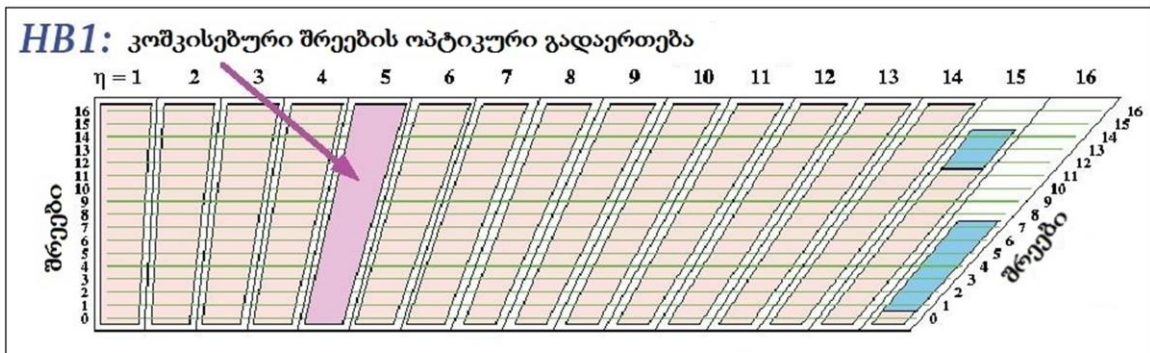
- მეხუთე წევრი A_5 - მუდმივია, რომელიც დაკავშირებულია იგივე ფაქტორებთან, რაც გვექონდა ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრების შემთხვევაში.

ასევე აღსანიშნავია, რომ სემპლინგ ფლუქტუაციები დამოკიდებულია შრეების სისქეზე და რაოდენობაზე. ამიტომ, რაც უფრო მცირეა აქტიური ნივთიერების შრეების სისქე და დიდია მათი რაოდენობა, მით უფრო კარგია კალორიმეტრის ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა.

რადგან ადრონული კალორიმეტრების ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა ძირითადად განპირობებულია ადრონული ღვარისა და სემპლინგ ფლუქტუაციებით, ხშირად ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობის აპროქსიმაცია ხდება უფრო მარტივი ფორმულით:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$$

აქ a და b , გამოსახული პროცენტებში, განისაზღვრება ექსპერიმენტული მონაცემებიდან.

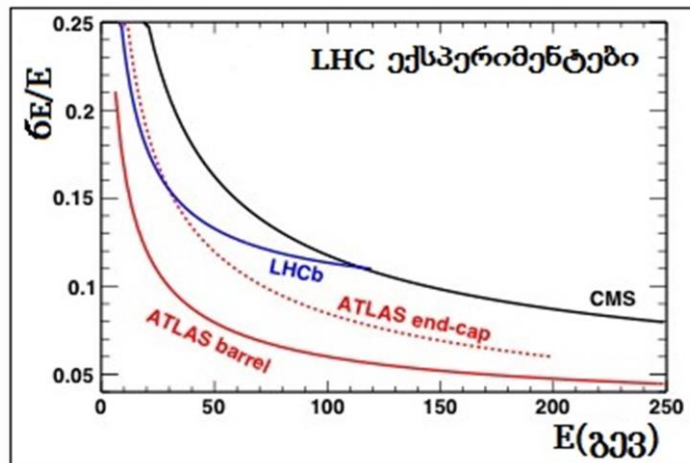


სურ.13-12: CMS ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრის კომპლური სტრუქტურისა და მშთანთქმელ-სცინტილატორული შრეების სქემატური სურათი.

მოვიყვანოთ რამდენიმე მაგალითი. CMS ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრის ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა, რომელიც მიღებულია კალორიმეტრის მოთავსებისას პიონების ტესტურ კონებში, არის

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{120\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$$

კალორიმეტრი სეგმენტირებულია იმგვარად, რომ აქვს კომპლური სტრუქტურა. თითოეული კომპი შედგენილია 16.4 მმ სისქის SCSN81 სცინტილატორისა და 50 მმ სისქის ბრინჯაოს ფილებისგან, რომლებიც ერთმანეთს ენაცვლებიან. ღვარის მიერ წარმოქმნილი სცინტილაციური ნათების შეგროვება და შემდგომ ფოტოდეტექტორის კათოდზე ტრანსპორტირება ხდება ტალღის სიგრძის წამნაცვლებელი ოპტიკური ბოჭკოების მეშვეობით. სურ.13-12-ზე მოყვანილია CMS ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრის კომპლური სტრუქტურისა და მშთანთქმელ-სცინტილატორული შრეების სქემატური სურათი.



სურ.13-13: დიდი ადრონული კოლაიდერის სამი სხვადასხვა ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრების ენერგეტიკულ გარჩევისუნარიანობათა შედარება.

LHCb ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრიც ასევე სემპლინგ კალორიმეტრის ტიპს მიეკუთვნება, და შედგება რკინა-სცინტილატორის შრეებისგან $5\lambda_{int}$ საერთო სისქით. სცინტილაციური შუქის შეგროვება და ფოტოგამამრავლებელ მილაკებად ტრანსპორტირება ხდება ასევე სპექტრის წამნაცვლებელი ოპტიკური ბოჭკოების მეშვეობით. მისი ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობაა

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{69\%}{\sqrt{E}} \oplus 9\%$$

ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა ATLAS ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრისთვის კი შეადგენს:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{94.2\%}{\sqrt{E}} \oplus 7.5\%$$

სურ.13-13-ზე მოყვანილია დიდი ადრონული კოლაიდერის სამი სხვადასხვა ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრების ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობები.

კალორიმეტრის ყალიბრების პროცედურას საკმაოდ დიდი მნიშვნელობა აქვს უპირველეს ყოვლისა, ენერგიის მაღალი სიზუსტით აღდგენისთვის. გავიხსენოთ, თუ როგორია ენერგიის გაზომვის სქემა კალორიმეტრის მეშვეობით. თვით კალორიმეტრი შედგება აქტიური (სცინტილატორი) და პასიური (მშთანთქმელი)

ელემენტებისგან (ჰომოგენურ კალორიმეტრებში აქტიური და პასიური ელემენტები არის ერთი და იგივე ნივთიერება). პირველადი ნაწილაკის მიერ მშთანთქმელში წარმოქმნილი ღვარი გვამლევს შუქს აქტიურ ნივთიერებაში. ამა თუ იმ გზით შუქის ტრანსპორტირება ხდება ფოტოდეტექტორთან, სადაც გარდაიქმნება ელექტრულ ანალოგურ სიგნალად. უმეტეს წილად ეს სიგნალი წარმოადგენს მუხტს, რომელიც გამოიწვია სცინტილაციურმა შუქმა. ფოტოდეტექტორების განხილვის დროს აღვნიშნეთ, რომ სცინტილაციური შუქის მიერ გამოწვეული მუხტი Q , პროპორციულია შუქის ინტენსივობის - I_{light} .

$$Q \sim I_{light}$$

წამკითხავი ელექტრონიკის მეშვეობით ანალოგური სიგნალი, ანუ მუხტი გადაგვყავს ციფრულ სახეში, რათა შემდგომ ეტაპებზე ადვილი იყოს ინფორმაციის ჩაწერა და დამახსოვრება. ეს ხდება ანალოგურ-ციფრული გარდამქმნელი მოდულის (ADC- იხ.ქვემოთ) მეშვეობით. გამოსავალზე მიღებული ციფრული ინფორმაცია ცალსახად უნდა შეესაბამებოდეს ADC-ს შესავალზე მისული მუხტის მნიშვნელობას.

ამ ეტაპის სწორად წარმართვისათვის ანალოგური სიგნალიდან ციფრულ სიგნალად გადაყვანის კოეფიციენტის ცოდნაა საჭირო. ანუ, ციფრული სიგნალის რა მნიშვნელობას რა მუხტი შეესაბამება - საჭიროა მოდულის ყალიბრება. ამისათვის ADC-ს შესასვლელზე მიეწოდება დიდი სიზუსტით ცნობილი მუხტს და იწერება გამოსავალზე ციფრული მნიშვნელობა. ასეთი პროცედურა მეორდება მუხტის ფართო სპექტრისთვის. საბოლოოდ დგება „ADC ანათვლები <-> მუხტის სიდიდე“ შესაბამისობის ცხრილი.

ჯერჯერობით ეს იყო მხოლოდ ელექტრონიკის მოდულის ყალიბრება.

ამ ეტაპზე დეტექტორის გამოძახილის ყალიბრებას ვერ ვახდენთ. იმისთვის, რომ კალორიმეტრის ექსპლუატაციის დროს მოვახდინოთ კალორიმეტრის გამოძახილის ყალიბრება და მონიტორინგი, გამოიყენება შუქდიოდების ან ლაზერების სისტემა, რომელიც მკაცრად განსაზღვრული ინტენსივობის შუქს ასხივებს პირდაპირ ფოტოდეტექტორის ფოტოკათოდზე, ან, კალორიმეტრის მოწყობილობიდან გამომდინარე, ასხივებს ასევე ოპტიკურ ბოჭკოებსაც, რომლებიც სცინტილაციური შუქის შესაგროვებლად გამოიყენება. ამგვარად, ეს არის ეტაპი, როცა ხდება ფოტოდეტექტორისა და შუქის შემკრები სისტემის ყალიბრება.

რადგან კალორიმეტრის ამოცანა ნაწილაკების ენერჯის გაზომვაა, შემდგომ ეტაპზე საჭიროა ვიპოვოთ ნაწილაკის ენერჯის გაზომილ მუხტზე დამოკიდებულება. ამჯერად საჭიროა წინასწარ ცნობილი ენერჯების ნაწილაკებით დასხივდეს კალორიმეტრი და დამყარდეს შესაბამისობა მიღებულ მნიშვნელობებთან. ამის უფლებას გვამლევს ზემოთ მიღებული დასკვნები, როცა ნათელი გახდა, რომ პირველადი ნაწილაკის ენერჯია პროპორციულია მშთანთქმელში გამოწვეული ღვარის ენერჯის, რომელიც თავის მხრივ აქტიურ ნივთიერებაში ამ ღვარის მიერ გამოწვეული სცინტილაციური შუქის პროპორციულია.

ამგვარად, ენერჯის მუხტთან პროპორციულობა შემდეგი სახით შეგვიძლია ჩავწეროთ:

$$E_{inc} \sim I_{light} \sim Q$$

დასადგენია პროპორციულობის კოეფიციენტი, რომელსაც **ყალიბრების კოეფიციენტი** ეწოდება. ამისათვის გამოიყენება ელემენტარული ნაწილაკების ტესტური სხივები. დღეისათვის ამაჩქარებლებზე შეგვიძლია მივიღოთ სხვადასხვა ნაწილაკების ტესტური სხივები დიდი სიზუსტით განსაზღვრული ენერჯის ფართო სპექტრით. მაგალითად, ცერნის SPS ამაჩქარებელს შეუძლია მოგვცეს e^\pm , π^\pm , μ ნაწილაკთა ნაკადები რამდენიმე ერთეულიდან ასობით გევ ენერჯით. კალორიმეტრის ტესტურ სხივებში მოთავსების მთავარი მიზანია დავადგინოთ ენერგეტიკული შკალა, როდესაც საწყისი ნაწილაკის ენერჯია უკვე ცნობილია.

კალორიმეტრის ყალიბრებისთვის საჭიროა ასევე რადიაქტიური წყაროები. რადგან კალორიმეტრები, რომლებიც დღეისათვის გამოიყენება ექსპერიმენტებში, საკმაოდ დიდი და მძიმე მოწყობილობებია (მაგ. CMS ექსპერიმენტის ორ ნაწილიანი წინა ადრონული კალორიმეტრის ერთი ნაწილი იწონის 270 ტონას და ეს არის ყველაზე მსუბუქი დეტექტორი CMS ექსპერიმენტის კალორიმეტრთა შორის) და შედგება მრავალი მოდულისგან, ყველა მოდულის ტესტურ სხივებში მოთავსება ფიზიკურად შეუძლებელია. ტესტურ სხივებში ათავსებენ მხოლოდ რამდენიმე მოდულს. შემდგომში იგივე მოდულები სხივდება რადიაქტიური წყაროთი, დგება კავშირი ამ ორი დასხივების შედეგად მიღებულ გამოძახილებს შორის.

შემდგომ, ის მოდულები, რომლებიც ამაჩქარებლის სხივებში მოთავსებული არ იყო, სხივდება იგივე რადიაქტიური წყაროთი და დგინდება ყალიბრების კოეფიციენტები ამ მოდულებისთვისაც უკვე წინასწარ შემუშავებული გადამყვანი კოეფიციენტების გამოყენებით.



სურ.13-14: CMS ექსპერიმენტის წინა ადრონული კალორიმეტრის (HF - Hadron Forward) სოლისებური მოდულები.

მაგალითისთვის მოვიყვანოთ ისევ CMS ექსპერიმენტის წინა ადრონული კალორიმეტრი, რომელიც ორ ნაწილიანია და თითოეული მათგანი შედგება 36 ერთეული რკინა-სცინტილატორის სოლისებური მოდულისგან. მხოლოდ ხუთი

სოლისებური მოდულის მოთავსება იყო შესაძლებელი ტესტურ სხივებში. დანარჩენი 67 მოდულისთვის კი ყალიბრების კოეფიციენტების განსაზღვრა მოხდა ^{60}Co რადიაქტიური წყაროს მეშვეობით.

სურ.13-14-ზე ნაჩვენებია ამ კალორიმეტრის მოდულები აწყობის ეტაპზე.

ასევე ფართოდ გამოიყენება კალორიმეტრების ე.წ. ადგილზე ყალიბრება (In Situ calibration). ანუ ყალიბრება, როდესაც კალორიმეტრს უკვე თავისი ადგილი უკავია ექსპერიმენტულ დანადგარში. მიუხედავად იმისა, რომ ტესტურ სხივებში ყალიბრება ყველაზე ზუსტი მეთოდია, მას აქვს ერთი ნაკლი. ამ დროს კალორიმეტრისა და ტესტურ სხივს შორის სხვა ნივთიერება არ არის. სხივი პირდაპირ ეცემა კალორიმეტრის ზედაპირს და სხივის ნაწილაკები არ კარგავენ ენერგიას. რეალურ ექსპერიმენტში კი კალორიმეტრებამდე სხვა დეტექტორებია მოთავსებული, რაც იწვევს ნაწილაკების ენერჯის კარგვას. ეს დანაკარგები განსაკუთრებულად აქტუალურია ადრონული კალორიმეტრებისთვის, რადგან ისინი, როგორც წესი, თავსდებიან ურთიერთქმედების წვეროდან უკიდურესად დაცილებულ დეტექტორულ შრეზე და მათ უკან მხოლოდ მიუონური დეტექტორებიღაა განთავსებული.

ადგილზე ყალიბრების დროს ყალიბრების კოეფიციენტების შესწორებას და ნაწილაკების მიერ ნივთიერებაში გავლის შედეგად ენერგეტიკული დანაკარგების გათვალისწინებას დიდი მნიშვნელობა ენიჭება. პროცედურა კი შემდგომში მდგომარეობს. ექსპერიმენტის მსვლელობის დროს ირჩევენ რამე ცნობილ, კარგად შესწავლილ პროცესს. მაგალითად Z ბოზონის დაშლას ორ ელექტრონად $Z \rightarrow e^+e^-$. Z ბოზონის მასა დიდი სიზუსტითაა გაზომილი. ექსპერიმენტის ტრეკული სისტემის საშუალებით ელექტრონის და პოზიტრონის იმპულსები დიდი სიზუსტით განისაზღვრება, ხდება Z ბოზონის მასის აღდგენა e^+e^- წყვილისგან. შემდგომში, ელექტრონის და პოზიტრონის ენერჯიების აღდგენა ხდება ელექტრომაგნიტურ კალორიმეტრში და საბოლოოდ ენერჯის კორექტირება ხდება ცნობილი ფორმულის მეშვეობით $E^2 = p^2 + m^2$. (აქ ვითვალისწინებთ შეთანხმებას, რომლის თანახმადაც სინათლის სიჩქარე $c=1$). რადგან ელექტრონის მასა უდრის $m_e=0.51$ მევ-ს და გაცილებით ($\cong 179000$ ჯერ) მცირეა Z ბოზონის მასასთან შედარებით, რომელიც შეადგენს $m_Z=91.2$ გევ-ს, ელექტრონის მასა შეგვიძლია უგულებელვყოთ და ჩავთვალოთ, რომ ელექტრონის ენერჯია და იმპულსი ერთმანეთის ტოლია. მაშინ Z ბოზონის ინვარიანტული მასის დათვლისას შეგვიძლია ელექტრონის იმპულსი ჩავანცვლოთ მისივე გაზომილი ენერჯიით და კოეფიციენტის დახმარებით მივაღწიოთ ისეთ შედეგს, როცა Z ბოზონის მასა, დათვლილი ელექტრონის იმპულსით და იგივე, დათვლილი ელექტრონის ენერჯიით, ერთმანეთს გაუტოლდება - ენერჯის კორექცია გვამღევს საჭირო კოეფიციენტს!

აქ ჩვენ მიმოვიხილეთ კალორიმეტრების ყალიბრების საერთო პროცედურა, რომელიც საკმაოდ რთული და შრომატევადია. ყალიბრების პროცესი განსხვავდება ელექტრომაგნიტური და ადრონული კალორიმეტრებისთვის, ასე განსხვავდება სხვადასხვა ტიპის კალორიმეტრებისთვის - ყოველ ზოგად შემთხვევაში გარკვეული მეთოდოლოგიაა შემუშავებული, რაც ფართოდაა ასახული სასწავლო თუ სამეცნიერო ლიტერატურაში.

14. ნახევარგამტარული დეტექტორები

ნახევარგამტარული დეტექტორები ელემენტარულ ნაწილაკთა სარეგისტრაციო მოწყობილობების შედარებით ახალ თაობას მიეკუთვნება. ფიზიკის ექსპერიმენტებში მათი გამოყენება პირველად XX საუკუნის 60-იანი წლების დასაწყისში მოხდა. კარგი ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობისა და მუხტის შეკრების მცირე დროის გამო დეტექტორებმა სწრაფად მოიკიდა ფეხი როგორც გამა სპექტროსკოპიაში, ასევე დამუხტული ნაწილაკების დასამზერად. უფრო მოგვიანებით კი, ტექნოლოგიის დახვეწასთან ერთად, შეიქმნა მაღალი სივრცული გარჩევისუნარიანობის მქონე კოორდინატული (სტრიპული და პიქსელური) ნახევარგამტარული დეტექტორები, რომლებმაც ფართო აღიარება ჰპოვა ელემენტალური ნაწილაკების ექსპერიმენტულ ფიზიკაში. დღეისათვის, თითქმის არ არსებობს ექსპერიმენტი, სადაც რომელიმე ტიპის ნახევარგამტარული დეტექტორი არ გამოიყენებოდეს.

მუშაობის პრინციპის მიხედვით ნახევარგამტარული დეტექტორები გაზური იონიზაციური კამერების ანალოგიურია. ნაწილაკის გავლისას მათში ხდება ელექტრონ-ხვრელური წყვილების (მსგავსად ელექტრონ-იონური წყვილებისა გაზებში) წარმოქმნა, რომლებიც ელექტრული ველის მოქმედებით შესაბამისი ელექტროდებისაკენ გადაადგილდებიან და წარმოქმნიან ელექტრულ დენს. ნახევარგამტარში ელექტრონ-ხვრელური წყვილის წარმოსაქმნელად საჭირო ენერგიის სიდიდე დაახლოებით 10-ჯერ ნაკლებია გაზის იონიზაციისათვის საჭირო ენერგიასთან შედარებით. შესაბამისად, ერთი და იმავე ენერგიის გადაცემისას ნახევარგამტარებში წარმოქმნილი მუხტის გადამტანების რაოდენობა ერთი რიგით მაღალია ვიდრე გაზებში. აქედან გამომდინარე, ნახევარგამტარული დეტექტორების ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა გაცილებით უკეთესია გაზურ დეტექტორებთან შედარებით. ნახევარგამტარების უპირატესობას წარმოადგენს ისიც, რომ ნივთიერების დიდი სიმკვრივის გამო, მათ ბაზაზე შექმნილი დეტექტორები კომპაქტური ზომისაა და მათში მუხტის შეკრება ძალიან სწრაფად ხდება.

ნახევარგამტარული დეტექტორების ნორმალური მუშაობისათვის ჩვეულებრივ საჭიროა ძალიან დაბალი ტემპერატურული გარემო, რაც თავის მხრივ კრიოგენული სისტემების გამოყენებას მოითხოვს. გამონაკლისია სილიციუმის დეტექტორები, რომლებიც ოთახის ტემპერატურაზეც ეფექტურად მუშაობენ. ამ და სხვა დადებითი თვისებების გამო ფიზიკის ექსპერიმენტებში გამოყენებული ნახევარგამტარული დეტექტორების დიდი უმრავლესობა სილიციუმის ბაზაზეა დამზადებული.

ქვემოთ განხილულია სილიციუმის ძირითადი თვისებები და მისი, როგორც დეტექტორის მუშაობის მექანიზმი. ასევე, მიმოხილულია სილიციუმისგან დამზადებული სხვადასხვა ტიპის რამდენიმე დეტექტორი და მათი მთავარი მახასიათებლები.

• **სილიციუმის ძირითადი მახასიათებლები**

სილიციუმი (Si) ელემენტების პერიოდული სისტემის მეოთხე ჯგუფს მიეკუთვნება. მის ატომს გარე გარსზე 4 სავალენტო ელექტრონი აქვს, რომლებიც კოვალენტურ ბმას ქმნიან მეზობელ ატომებთან. ძალიან დაბალი ტემპერატურის დროს ყველა ვალენტური ელექტრონი ბმულ მდგომარეობაში იმყოფება და სილიციუმში მუხტის თავისუფალი გადამტანები არ არიან. ტემპერატურის გაზრდისას, თერმული ენერჯის გამო, ხდება ზოგიერთი კოვალენტური ბმის გაწყვეტა და შესაბამისად, ელექტრონების თავისუფალ მდგომარეობაში გადასვლა (ენერჯის ზონური თეორიის მიხედვით ამ პროცესს ვალენტური ზონიდან გამტარებლობის ზონაში გადასვლა ეწოდება), რაც თავის მხრივ, ნახევარგამტარში გამტარებლობის პროცესის დაწყებას ნიშნავს. კოვალენტურ ბმაში ელექტრონის ამოვარდნის ადგილზე გამოთავისუფლებულ ადგილს “ხვრელს” უწოდებენ. ენერგეტიკული თვალსაზრისით ძალზედ ადვილია ხვრელის ამოვსება მეზობელი ვალენტური ელექტრონით, რომელიც ამ დროს თვითონ ტოვებს ხვრელს თავის ადგილზე. თუ ამ ახალ ხვრელს სხვა მეზობელი ელექტრონი ამოავსებს, ამ ელექტრონის ადგილას კიდევ ახალი ხვრელი წარმოიქმნება და ასე შემდეგ. ხვრელი, დადებითი მუხტის მსგავსად, ნივთიერებაში გადაადგილდება ელექტრონის გადაადგილების საწინააღმდეგო მიმართულებით და წარმოქმნის ელექტრულ დენს. ამრიგად, ნახევარგამტარებში თავისუფალი მუხტის გადამტანებს წარმოადგენენ როგორც ელექტრონები (e), ასევე ხვრელები (h).

თერმული ენერჯის გამო ნახევარგამტარში უწყვეტად ხდება ელექტრონ-ხვრელური წყვილების წარმოქმნა. ამავე დროს, მათი გარკვეული ნაწილისათვის ადგილი აქვს რეკომბინაციის პროცესს. ფერმი-დირაკის სტატისტიკის მიხედვით, თერმული წონასწორობის დამყარების შემდეგ ელექტრონების (ხვრელების) კონცენტრაცია შემდეგნაირად შეიძლება გამოითვალოს [14-1]:

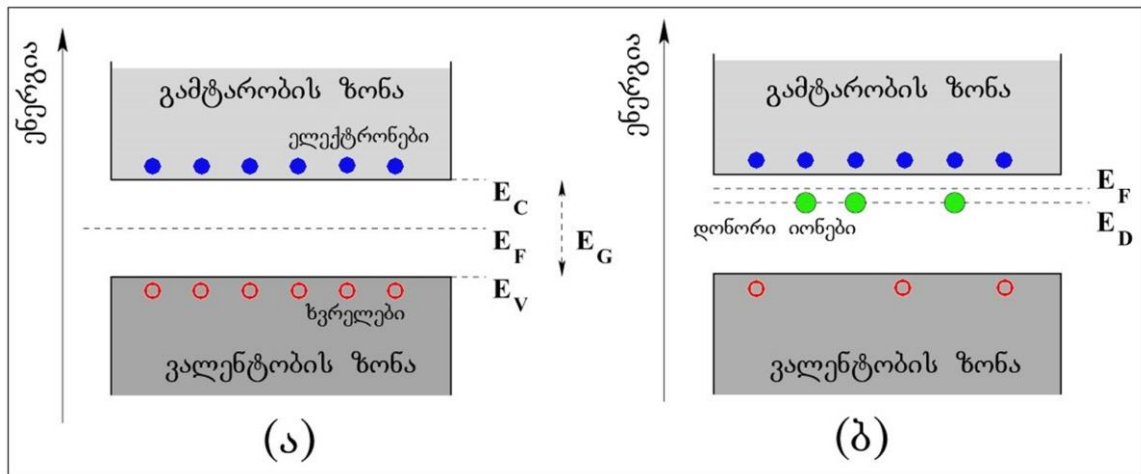
$$n_i = AT^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(\frac{-E_G}{2kT}\right) \quad \{14-1\}$$

სადაც E_G არის ენერგეტიკული ღრეჩო (სურ.14-1) აბსოლუტური ნულის დროს, $k=1.38 \cdot 10^{23}$ ჯ/კ ბოლცმანის მუდმივა, T – აბსოლუტური ტემპერატურა, ხოლო A – ტემპერატურისაგან დამოუკიდებელი მუდმივა.

სუფთა სილიციუმისათვის $300^\circ K$ ტემპერატურის დროს $n_i \approx 1.5 \times 10^{10}/\text{სმ}^3$. თუ გავითვალისწინებთ, რომ ამ ნივთიერებაში ატომების რაოდენობა $\approx 10^{22}/\text{სმ}^3$ -ის ტოლია, გამოდის რომ სილიციუმში ყოველი 10^{12} ატომიდან იონიზებულია მხოლოდ ერთი, რაც თავისთავად ძალიან მცირე სიდიდეა.

სუფთა ნახევარგამტარში ხვრელებისა და ელექტრონების რაოდენობა თანაბარია და მათგან წარმოქმნილ გამტარობას ნახევარგამტარის საკუთარ გამტარობას უწოდებენ. ელექტრონებისა და ხვრელების ბალანსის დარღვევა შესაძლებელია, თუ ნახევარგამტარულ კრისტალში მცირე რაოდენობის ისეთი ნივთიერების ატომებს შევიყვანთ (ე.წ. მინარევეები), რომლებსაც ატომის გარე ორბიტაზე ერთით მეტი, ან ერთით ნაკლები სავალენტო ელექტრონი აქვთ, ვიდრე მოცემული ნახევარგამტარის ატომებს. მინარევეები გარკვეული ფორმით განლაგდებიან კრისტალურ მესერში და იწვევენ მისი ენერგეტიკული დონეების განაწილების ცვლილებას ასეთ ნახევარგამტარებს მინარევიან ან აქტივირებულ

ნახევარგამტარებს უწოდებენ, ხოლო მათ ელექტრულ გამტარობას - მინარევულ ან არასაკუთარ გამტარობას (სუფთა და აქტივირებული სილიციუმის მარტივი



სურ. 14-1: ზონური სტრუქტურა სუფთა (ა) და n-ტიპის სილიციუმისათვის (ბ).
 E_V - ვალენტური ზონის ზედა საზღვარი, E_C - გამტარობის ზონის ქვედა საზღვარი,
 E_G - ენერგეტიკულ ღრეჩო, E_D - დონორის ენერგეტიკული დონე, E_F - ფერმის დონე

ზონური ენერგეტიკული სტრუქტურები ნაჩვენებია სურ.14-1-ზე. $E_g = E_c - E_v$ სხვაობას აკრძალული ზონის სიგანეს ან ენერგეტიკულ ღრეჩოს უწოდებენ).

ცხრილი /14-1/. სილიციუმის ძირითადი მახასიათებლები	
კრისტალური მესერის ზომა [ნმ]	0.543
ატომური ნომერი (Z)	14
ატომური წონა (A)	28.1
სიმკვრივე [გ/სმ ³]	2.33
დიელექტრიკული მუდმივა (ϵ)	12
წინააღობა (300 °K) [კომი·სმ]	230
აკრძალული ზონა, E_G (300°K) [ევ]	1.1
აკრძალული ზონა, E_G (0°K) [ევ]	1.21
eh წყვილის წარმოსაქმნელად საჭირო ენერგია(300°K) [ევ]	3.62
ელექტრონების ძვრადობა μ_e , (300°K) [სმ ² /ვ·წმ]	1350
ხვრელების ძვრადობა μ_h , (300°K) [სმ ² /ვ·წმ]	480
რადიაციული სიგრძე [სმ]	9.36
იონიზაციის პოტენციალი, I [ევ]	173
ნაწილაკის ენერგიის დანაკარგი, dE/dx [ევ/მკმ]	390

მინარევების შეყვანისას ნახევარგამტარში ხდება ჭარბი ელექტრონების ან ჭარბი ხვრელების წარმოქმნა, რაც გამტარობის გაზრდას იწვევს. თუ მინარევად პერიოდული სისტემის V ჯგუფის ელემენტია გამოყენებული, მაშინ მისი ატომის 4 სავალენტო ელექტრონი სილიციუმის ატომებთან კოვალენტურ ბმას ამყარებს, ხოლო თავისუფლად დარჩენილი მეხუთე “ზედმეტი” ელექტრონი გამტარობის ზონასა და ვალენტობის ზონას შორის წარმოქმნის დისკრეტულ ენერგეტიკულ

დონეს, რომელიც ძალიან ახლოსაა გამტარობის ზონასთან. ამ დონიდან ელექტრონის გამტარობის ზონაში გადასვლას ძალიან მცირე ენერგია სჭირდება (≈ 0.05 ევ) და შესაბამისად, იზრდება სილიციუმის ელექტრული გამტარობის ხარისხი. გარდა ამისა, ზედმეტი ელექტრონები, ავსებენ რა ხვრელებს, იწვევენ ნახევარგამტარში ხვრელების კონცენტრაციის შემცირებასაც. ასეთ მინარევებს დონორულ მინარევებს უწოდებენ, ხოლო მათ შემცველ ნახევარგამტარებს, სადაც მუხტის ძირითად გადამტანებს ელექტრონები წარმოადგენენ - **n-ტიპის** ნახევარგამტარებს. ანალოგიურად, თუ მინარევს პერიოდული სისტემის III ჯგუფის ელემენტი წარმოადგენს, ნახევარგამტარში იზრდება ჭარბი ხვრელების რაოდენობა და მუხტის ძირითად გადამტანებად სწორედ ისინი გვევლინებიან. ასეთ მინარევებს აქცეპტორული მინარევი ეწოდება, ხოლო ასეთი ნახევარგამტარი შესაბამისად **p-ტიპის** ნახევარგამტარს წარმოადგენს. აქტივირებულ სილიციუმში, ჩვეულებრივ, მინარევული ატომების რაოდენობა ძირითადი ატომების რაოდენობის დაახლოებით ერთ მემილიარდედს შეადგენს, თუმცა, სპეციალური დანიშნულებისათვის, ხშირად, მინარევების გაცილებით მაღალი კონცენტრაცია გამოიყენება. ასეთ ნახევარგამტარებს ძლიერად აქტივირებულ ნახევარგამტარებს უწოდებენ და შესაბამისად p^+ და n^+ სიმბოლოებით აღნიშნავენ.

ნახევარგამტარებში დონორულ მინარევებად გამოიყენება პერიოდული სისტემის V ჯგუფის ელემენტები: აზოტი (N), ფოსფორი (P), ბისმუტი (Bi) და დარიშხანი (As), ხოლო აქცეპტორულ მინარევებად - III ჯგუფის ელემენტები: - ბორი (B), ალუმინი (Al), გალიუმი (Ga), ინდიუმი (In) და ტელური (Te).

სილიციუმის ძირითადი მახასიათებლები მოცემულია ცხრილში/14-1/.

• მუხტის გადამტანების წარმოქმნა სილიციუმში

სილიციუმში მუხტის გადამტანების, ანუ ელექტრონ-ხვრელური წყვილების წარმოქმნა ვალენტური ზონიდან ელექტრონის ამოვარდნით და მისი გამტარებლობის ზონის ენეგეტიკულ დონეზე გადასვლით ხდება. წყვილების წარმოქმნის ძირითად გამომწვევ მიზეზებს ნივთიერების თერმული აღზნება, ელექტრომაგნიტური ტალღებით დასხივება ან მასში დამუხტული ნაწილაკების გავლა წარმოადგენს.

თერმული აღზნება არის პროცესი, რომლის დროსაც ელექტრონ-ხვრელური წყვილის წარმოსაქმნელად საჭირო ენერგია კრისტალური მესრის ფონონებისაგან მოდის. როგორც ცხრილი/14-1/-დან ჩანს, სილიციუმის ელექტრონის ვალენტური ზონიდან გამტარობის ზონაში გადასაყვანად საჭირო ენერგია 3.6 ევ-ია (მიუხედავად იმისა, რომ ოთახის ტემპერატურაზე სილიციუმის აკრძალული ზონის სიგანე $E_G = 1.12$ ევ-ია, ვალენტობის ზონიდან გამტარებლობის ზონაში ელექტრონის პირდაპირი გადასვლისათვის საჭიროა საშუალოდ ≈ 3.6 ევ. ეს გამოწვეულია იმით, რომ სილიციუმი არაპირდაპირი ნახევარგამტარია [14-2]), რაც გაცილებით მეტია, ვიდრე ელექტრონის თერმული ენერგია, რომელიც ოთახის ტემპერატურაზე ≈ 0.025 ევ-ის ტოლია. აქედან გამომდინარე, სითბური აღზნებით მუხტის თავისუფალი გადამტანების წარმოქმნა სუფთა სილიციუმში ნაკლებად ალბათურია. მათი წარმოქმნისათვის მნიშვნელოვან როლს ასრულებს ნახევარგამტარში არსებული არასასურველი მინარევები, რომლებიც ვალენტურ და გამტარობის ზონებს შორის შუალედურ ენერგეტიკულ დონეებს ქმნიან.

ელექტრომაგნიტური დასხივებისას არსებობს სამი სხვადასხვა შესაძლებლობა იმისათვის, რომ ფოტონის საშუალებით ვალენტობის ზონიდან ელექტრონი გადაყვანილი იქნას გამტარობის ზონაში. ესენია:

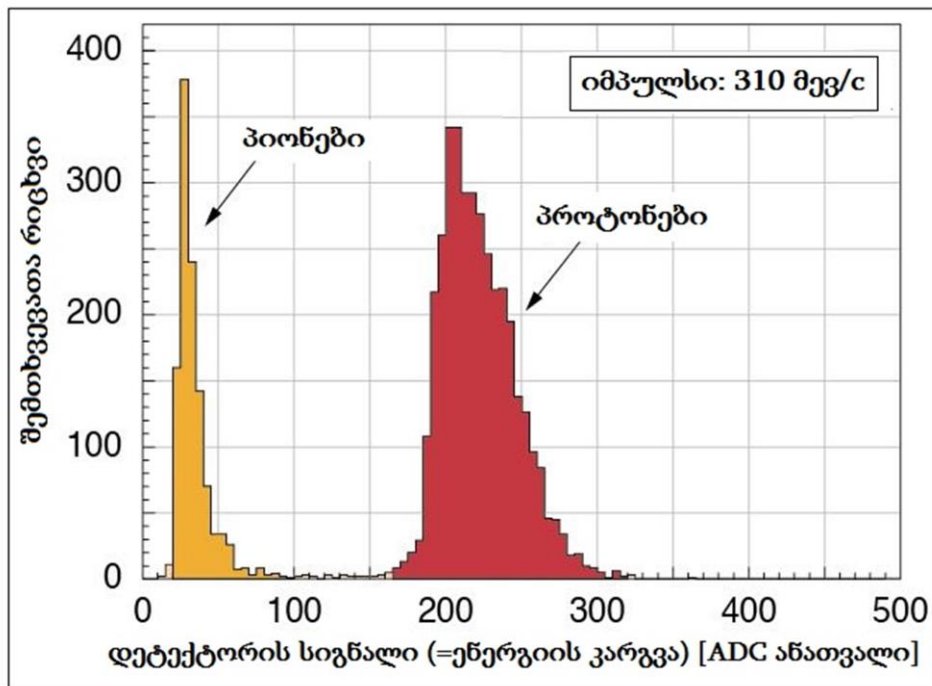
- ფოტონისაგან ელექტრონისათვის გადაცემული ენერგია აკრძალული ზონის გადასალახავად საჭირო ენერგიაზე (≈ 3.6 ევ) მეტია. ამ დროს ადგილი აქვს ელექტრონის პირდაპირ გადასვლას გამტარობის ზონაში.
- ფოტონისაგან გადაცემული ენერგია მეტია, ვიდრე აკრძალული ზონის სიგანე (სილიციუმისათვის 1.12 ევ) და გარდა ამისა, ელექტრონს რამე სახით გადაეცემა დამატებითი იმპულსი (მაგ. ფონონისაგან).
- გამტარობის ზონაში გადასვლა ხდება ორ საფეხურად: ელექტრონი ჯერ გადადის რომელიმე შუალედურ ენერგეტიკულ დონეზე და შემდეგ სხვა ფოტონის საშუალებით ხდება მისი გადაყვანა გამტარობის ზონაში.

დამუხტული ნაწილაკების გავლისას სილიციუმში ელექტრონულ-ხვრელური წყვილების წარმოქმნას ენერგიის იონიზაციური დანაკარგი განაპირობებს. (იონიზაციური ენერგია მთლიანად ფონონებისა და ელექტრონულ-ხვრელური წყვილების წარმოქმნაზე იხარჯება).

ნახევარგამტარში წარმოქმნილი ელექტრონ-ხვრელური წყვილების საშუალო რაოდენობა (N) დამოკიდებულია მასში გამოყოფილ ენერგიისა (E) და ერთი წყვილის წარმოსაქმნელად საჭირო ენერგიის (E_{eh}) სიდიდეებზე:

$$N \approx E / E_{eh}. \quad \{14-2\}$$

თუ გავიხსენებთ, რომ ერთი მიკრონი სისქის სილიციუმში მინიმალური იონიზაციის ნაწილაკისაგან დატოვებული ენერჯის საშუალო მნიშვნელობა 390 ევ, ხოლო ერთი ელექტრონ-ხვრელური წყვილის წარმოქმნისათვის საჭირო ენერჯია ≈ 3.6 ევ-ია (ცხრილი /14-1/), ადვილად შეიძლება გამოვთვალოთ, რომ 300 მკმ სისქის სილიციუმის დეტექტორში 32500 ელექტრონ-ხვრელური წყვილი უნდა წარმოიქმნას. ლანდაუს განაწილების მიხედვით (იხ. თავი II), ენერჯის ყველაზე ალბათური დანაკარგი დაახლოებით 1.5-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე გამოთვლილი მისი საშუალო მნიშვნელობა. აქედან გამოდის, რომ წარმოქმნილ წყვილთა რაოდენობა 22000 უნდა იყოს. სწორედ ეს სიდიდე



სურ.14-2: მინიმალური იონიზაციის პიონებისა და პროტონების სიგნალები (ენერჯის დანაკარგები) 300 მკმ სისქის სილიციუმის დეტექტორში [14-3].

გამოიყენება დეტექტორების მახასიათებლების შეფასებისას.

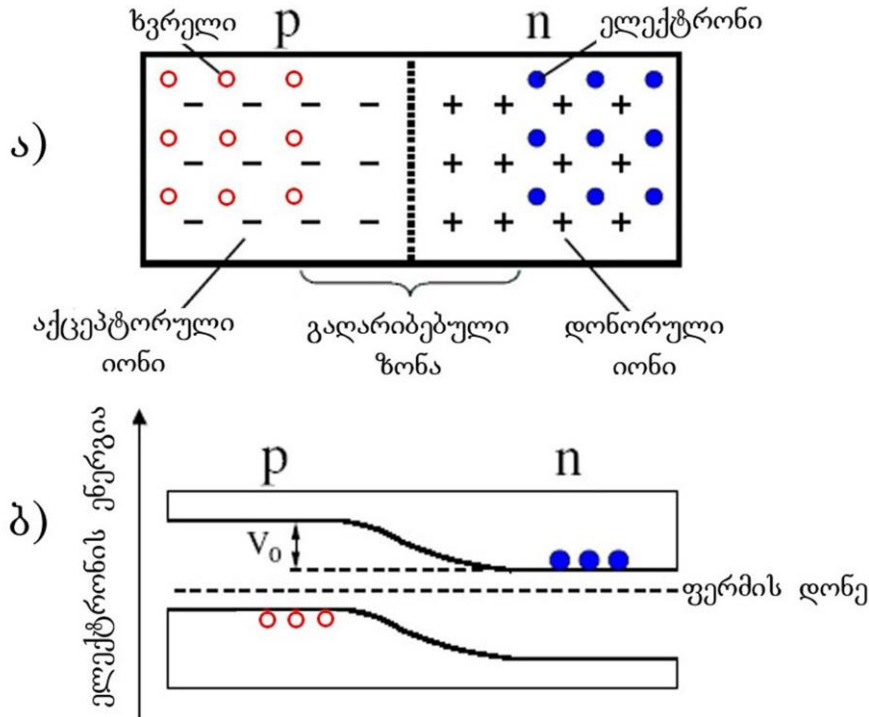
{14-2} ფორმულაში N არაა მუდმივი სიდიდე და მისი ფლუქტუაციური გადახრა შემდეგნაირად გამოისახება:

$$\langle \Delta N^2 \rangle = FN \quad \{14.3\}$$

სადაც F - ფანოს ფაქტორია. მისი სიდიდე დამოკიდებულია ნივთიერებაზე (სილიციუმისათვის იგი ≈ 0.115 -ია) და განსაზღვრავს ნახევარგამტარული დეტექტორის ენერჯის გარჩევისუნარობის საუკეთესო, თეორიულად შესაძლო მნიშვნელობას.

- ნახევარგამტარული დეტექტორის მუშაობის პრინციპი

ნახევარგამტარული დეტექტორის მუშაობა დამყარებულია $p-n$ გადასვლის პრინციპზე. თუ ნახევარგამტარული კრისტალის ერთ მხარეს დონორული, ხოლო მეორეს აქცეპტორული მინარევებით გავამდიდრებთ, მაშინ მათ გამყოფ საზღვარზე ე. წ. $p-n$ გადასასვლელი წარმოიქმნება.



სურ.14.3: ა) $p-n$ გადასვლის სქემატური სურათი; ბ) ენერგეტიკული დონის დეფორმირება და კონტაქტური პოტენციალის (V_0) წარმოქმნა.

დიფუზიის გამო ხვრელები p ტიპის მხრიდან გადადიან n ტიპის მხარეს, ხოლო ელექტრონები კი პირიქით - დონორული მხრიდან აქცეპტორულ მხარეს. p არეში გადასული ელექტრონები ავსებენ ხვრელებს, ხოლო n არეში გადასული ხვრელები ახდენენ ჭარბი ელექტრონების ჩაჭერას. ამ, რეკომბინაციის პროცესის გამო გადასვლის უბანში წარმოიქმნება ნეიტრალური ზონა, რომლის ორივე მხარეს ჭარბი მუხტი გროვდება. გადასული ზედმეტი ელექტრონების გამო p არე ხდება უარყოფითად დამუხტული, ხოლო ზედმეტი ხვრელების გამო n არე დადებითად იმუხტება. წარმოიქმნება ელექტრული ველის გრადიენტი, რომელიც დიფუზიის პროცესის შემდგომ გაგრძელებას ეწინააღმდეგება და pn გადასასვლელის საზღვარზე ვლებულობთ პოტენციალთა სხვაობას, რომელსაც კონტაქტურ პოტენციალს უწოდებენ. კონტაქტური პოტენციალი, რომლის სიდიდე 1 ვოლტის რიგისაა, ენერგიის ზონური სტრუქტურის დეფორმაციას იწვევს (სურ.14-3ბ). აღნიშნულ არეს **გალარიბებულ ზონას** ან სივრცული მუხტის არეს უწოდებენ და მას განსაკუთრებული თვისებები აქვს. კერძოდ, მასში არა გვაქვს მუხტის გადამტანები და ამ არეში წარმოშობილი ნებისმიერი მუხტი გამოიდევენება ელექტრული ველის ზემოქმედებით. გალარიბებული ზონის სწორედ ეს თვისება გამოიყენება ნაწილაკების დეტექტირებისათვის. მასში მოხვედრილი მაიონიზებული ნაწილაკი იწვევს ელექტრონ-ხვრელური წყვილების

წარმოქმნას. ელექტრული ველის მოქმედებით ელექტრონები და ხვრელები ურთიერთსაწინააღმდეგო მიმართულებით გადაადგილდება და დეტექტორის გამოსავალზე აღიმკრება დენი, რომლის ძალაც პირველადი იონიზაციის სიდიდის პროპორციულია. (როგორც ვხედავთ, ადგილი აქვს მსგავსებას იონიზაციური კამერის მუშაობის პრინციპთან).

გადარიბებული ზონის სიგანე ჩვეულებრივ ძალიან მცირეა და დამოკიდებულია p და n მინარევების კონცენტრაციაზე. მისი განსაზღვრა შესაძლებელია პუასონის განტოლებიდან:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad \{14-4\}$$

სადაც $\rho(x)$ მუხტის განაწილების სიმკვრივეა, V - ძაბვა, ხოლო ϵ დიელექტრიკული მუდმივა. თუ ჩავთვლით, რომ ნახევარგამტარში მუხტის განაწილება თანაბარია, მაშინ გადარიბებული ზონის სიგანე, რომელიც n და p კომპონენტებისაგან შედგება, შესაძლოა მარტივი მათემატიკური გამოთვლებით განისაზღვროს [14-15]:

$$d = x_n + x_p = \left(\frac{2\epsilon V_0}{e} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \{14-5\}$$

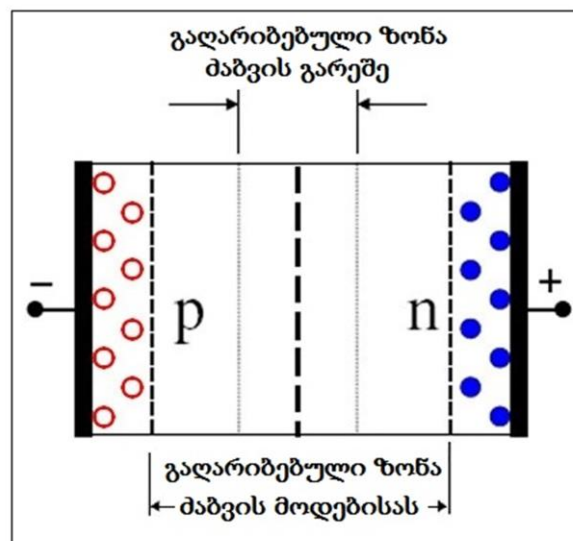
სადაც V_0 კონტაქტური ძაბვაა, ხოლო N_A და N_D აქცეპტორული და დონორული მინარევების კონცენტრაციებია შესაბამისად.

თუ $N_A \gg N_D$, ვღებულობთ:

$$d \approx x_n \approx \left(\frac{2\epsilon V_0}{e N_D} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \sqrt{2\epsilon \rho_n \mu_e V_0} \quad \{14-6\}$$

აქ μ_e ელექტრონების მკრადობაა (mobility), ხოლო ρ_n - წინაღობა n არესათვის (თუ $N_D \gg N_A$, მაშინ ფორმულაში $\rho_n \mu_e$ -ის ნაცვლად $\rho_p \mu_h$ გვექნება).

ტიპური სიდიდეების ჩასმით {14-6} ფორმულაში ვღებულობთ, რომ სუფთა სილიციუმისათვის გადარიბებული ზონის სიგანე მხოლოდ 75 მიკრონია, რაც ძალიან მცირე სიდიდეა მისი პრაქტიკული გამოყენებისათვის. გადარიბებული ზონის სიმცირე ელექტრონიკისათვის ნიშნავს დიდი შემავალი ტევადობის არსებობას, რაც თავის მხრივ, ხმაურის დონის გაზრდას იწვევს. გარდა ამისა, კონტაქტური ძაბვის სიდიდე საკმარისი არაა მუხტის ეფექტური შეკრებისათვის. იმისათვის, რომ pn გადასასვლელი გამოყენებულ იქნას როგორც დეტექტორი, საჭიროა მისი მახასიათებლების გაუმჯობესება. კერძოდ, სურათი საგრძნობლად იცვლება მასზე რევერსული ძაბვის



სურ.14-4: გადარიბებული ზონის სიგანე $p-n$ გადასასვლელებზე

მოდებისას (უარყოფითი პოლარობა - p მხარეს და დადებითი n მხარეს). ასეთი პოლარობით მოდებულ ძაბვას წანაცვლების ძაბვას უწოდებენ. ამ დროს pn გადასასვლელის ზონიდან ხდება ხვრელების p -კონტაქტისაკენ, ხოლო ელექტრონებისას n -კონტაქტისაკენ განზიდვა, რაც გაღარიბებული ზონის სიგანის გადიდებას და შესაბამისად, ნაწილაკების დეტექტირებისათვის მგრძნობიარობის არის გაზრდას იწვევს (სურ.14-4). უფრო მეტიც, მოდებული ძაბვის სიდიდის გაზრდით იზრდება მუხტის შეკრების ეფექტურობაც.

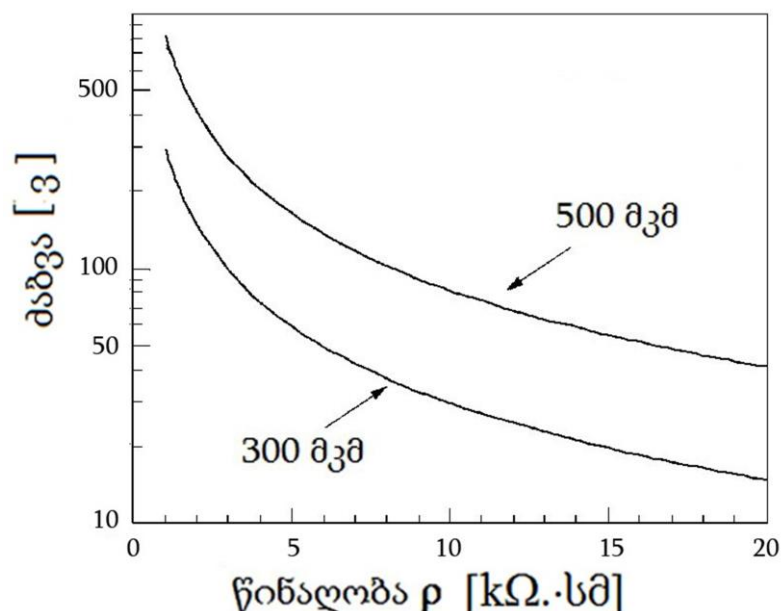
რევერსული ძაბვის მოდებისას გაღარიბებული ზონის სიგანე შეიძლება იგივე {14-6} ფორმულით გამოითვალოს, თუ მასში V_0 -ის ნაცვლად $V_0 + V_B$ -ს ჩავსვამთ, სადაც V_B წანაცვლების ძაბვაა ვოლტებში. იმის გამო, რომ $V_0 \ll V_B$, ხშირად მას უგულებელყოფენ და ფორმულაში მხოლოდ V_B გამოიყენება.

ძაბვის სიდიდის გაზრდით გაღარიბებული ზონის სიგანე შესაძლოა იმდენად გავზარდოთ, რომ მან დეტექტორის მთელი სისქე მოიცვას. {14-6} ფორმულის მიხედვით სრული გაღარიბებისათვის საჭირო ძაბვა შემდეგნაირად გამოითვლება:

$$V = \frac{D^2}{2\varepsilon\rho\mu} = \frac{eD^2 N_{eff}}{2\varepsilon} \quad \{14-7\}$$

სადაც D დეტექტორის სისქეა, $N_{eff} = N_D - N_A$ - მინარევების ეფექტური კონცენტრაცია, ρ - დეტექტორის ნივთიერების წინააღობა, ხოლო μ - მუხტის ძირითადი გადამტანების ძვრაღობა.

ძაბვის მინიმალურ სიდიდეს, რომლის დროსაც ნახევარგამტარის სრული გაღარიბება ხდება, გაღარიბების ძაბვას უწოდებენ. მისი შემცირება შესაძლებელია ნახევარგამტარის წინააღობის გაზრდით რაც, ჩვეულებრივ, ნივთიერების არასასურველი მინარევებისაგან გაწმენდით და სპეციალური მაკომპენსირებელი ნივთიერებების გამოყენებით ხდება.



სურ.14-5: გაღარიბების ძაბვის დამოკიდებულება წინააღობაზე 300 და 500 მკმ სისქის სილიციუმისათვის.

დეტექტორის სამუშაო ძაბვას, როგორც წესი, ისე არჩევენ, რომ მისი სიდიდე გაღარიბების ძაბვაზე ოდნავ მაღალი იყოს.

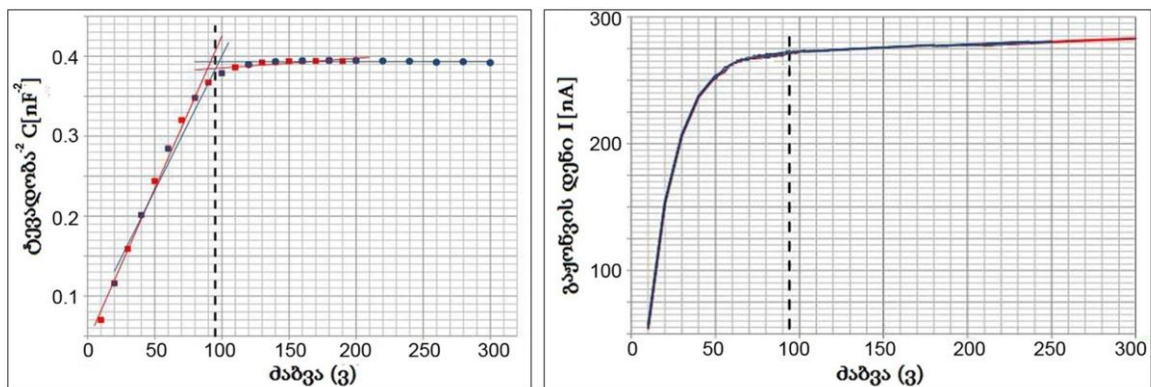
ხვრელებისა და ელექტრონების სხვადასხვა ძვრადობის გამო, ერთი და იმავე ძაბვის დროს, n -ტიპის სილიციუმისათვის გაღარიბებული ზონის სიგანე დაახლოებით 1.5-ჯერ მეტია, ვიდრე p -ტიპისათვის (n -ტიპის სილიციუმში 1 მმ სიგანის გაღარიბებული ზონის მისაღებად საკმარისია 300ვ ძაბვა).

ნახევარგამტარზე მოდებული ძაბვის მაქსიმალური სიდიდე შეზღუდულია ნახევარგამტარის წინაღობით. ძაბვის ზრდისას ელექტრული ველი თანდათან ძლიერდება და გარკვეულ მომენტში დამბულობა იმდენად დიდი ხდება, რომ ნივთიერებაში იწყება მეორადი იონიზაცია, რომელიც ღვარულ პროცესში გადადის. ძაბვის შემდგომი მატებისას, იგი აღწევს თავის კრიტიკულ სიდიდეს, რომლის დროსაც იწყება ელექტრული დენის ძალიან სწრაფი და მნიშვნელოვანი ზრდა და ნახევარგამტარი ჩვეულებრივი გამტარი ხდება. ამ პროცესს ნახევარგამტარის გარღვევას უწოდებენ, ხოლო ძაბვის შესაბამის სიდიდეს - გარღვევის ძაბვას.

pn გადასასვლელს გააჩნია თავისი ელექტრული ტევადობა, რომელიც გაღარიბებული ზონის სიგანის ძაბვაზე დამოკიდებულების გათვალისწინებით შემდეგნაირად შეგვიძლია გამოვსახოთ:

$$C(V_B) = \varepsilon \frac{A}{d(V_B)} = A \cdot \sqrt{\frac{e\varepsilon N_{eff}}{2V_B}} \quad \{14-8\}$$

სადაც A - გაღარიბებული ზონის ფართია. ეს ფორმულა აღწერს ტევადობის



სურ.14-6: დეტექტორის ტევადობისა და გაჟონვის დენის დამოკიდებულება წანაცვლების ძაბვაზე CMS ექსპერიენტის სტრიპული დეტექტორებისათვის

ძაბვაზე დამოკიდებულებას დეტექტორის მთელი სისქის სრულ გაღარიბებამდე. გაღარიბების მიღწევისას ტევადობა აღწევს თავის მინიმალურ მნიშვნელობას და გადის გაჯერებაზე. აქედან გამომდინარე, თუ ავაგებთ ტევადობის ძაბვაზე დამოკიდებულების მრუდს (ხშირად ტევადობის ნაცვლად მის შებრუნებულ სიდიდეს იყენებენ), დეტექტორის სრული გაღარიბებისათვის საჭირო ძაბვის სიდიდის განსაზღვრა შესაძლებელია მრუდის გაჯერებაზე გასვლის წერტილის მიხედვით (სურ.14-6ა). გაღარიბების ძაბვის განსაზღვრა შესაძლებელია ასევე ვოლტ-ამპერული მახასიათებლითაც, თუმცა უფრო ნაკლები სიზუსტით (14-6ბ).

- **ნახევარგამტარული დეტექტორის ტიპები**

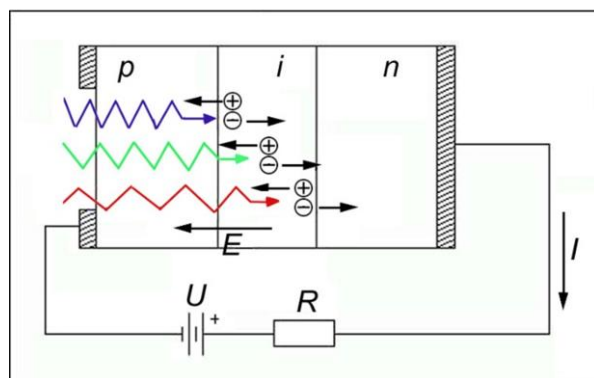
თავისი დანიშნულებისა და კონსტრუქციის მიხედვით ნახევარგამტარული დეტექტორების უამრავი ტიპი და მათი სახესხვაობა არსებობს. აქ განვიხილავთ მხოლოდ იმ ნაწილს, რომელიც ყველაზე უფრო ფართოდ გამოიყენება ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის ექსპერიმენტებში.

ნახევარგამტარული ფოტოდiodები

ფოტოდiodების მუშაობა დამყარებულია ფოტოელექტრულ ეფექტზე, რომლის დროსაც ნივთიერების მიერ ფოტონების შთანთქმისას მიღებული ელექტრონები აღძრავენ ელექტრულ დენს ნახევარგამტარულ დეტექტორში. ფოტოეფექტის მოხდენისათვის საჭიროა, რომ დაცემული ფოტონის ენერგია მეტი (ან ტოლი) იყოს, ვიდრე ელექტრონის ბმის ენერგია ატომებში.

აგებულების მიხედვით, არსებობს რამდენიმე სახის ფოტოდiodი. ყველა მათგანისათვის მუშაობის პრინციპი ერთნაირია: ფოტონი აღწევს pn გადარიბებულ ზონაში და წარმოქმნის ელექტრონ-ხვრელურ წყვილებს, რომლებიც ელექტრული ველის მოქმედებით მოძრაობას იწყებენ შესაბამისი ელექტროდებისაკენ. ნივთიერებაში ფოტონის შეღწევის სიღრმე დამოკიდებულია როგორც მისი ტალღის სიგრძეზე, ასევე ნივთიერების შთანთქმის კოეფიციენტზე. ფოტოდiodებიდან ყველაზე ხშირად ფიზიკის ექსპერიმენტებში PIN დiodი და ღვარული ფოტოდiodი გამოიყენება

PIN დiodი სენდვიჩისებური აგებულებისაა, სადაც p - და n -ტიპის შრეებს შორის დიდი წინაღობის მქონე არააქტივირებული ნახევარგამტარული ნივთიერების i -ფენა ($i - intrinsic$) მოთავსებული. PIN-დiodის უპირატესობას ჩვეულებრივ $p - n$ გადასასვლელთან შედარებით, მისი რევერსული ძაბვისაგან დამოუკიდებელი გადარიბებული ზონის სიგანე წარმოადგენს, რომელიც შიგა, i -ფენის სისქით განისაზღვრება. ამ ფენის გადიდებით შესაძლებელია შუქის შთანთქმის, და შესაბამისად, ელექტრონ-ხვრელური წყვილების წარმოქმნის ალბათობის გაზრდა.



სურ.14-7: PIN დiodის მუშაობის სქემატური სურათი.

გარდა ამისა, i -ფენის სისქე და სიმკვრივე განსაზღვრავს ტალღის სიგრძეთა იმ ინტერვალს, რომლისთვისაც მგრძობიარეა ფოტოდეტექტორი. სხვადასხვა ტალღის სიგრძის მქონე ფოტონების შეღწევის სიღრმე და მათგან ელექტრონ-ხვრელური წყვილების წარმოქმნა PIN-დiodისათვის სქემატურად ნაჩვენებია სურ. 14-7-ზე.

ფოტოგამამრავლებელთან შედარებით PIN-დიოდი კომპაქტური ზომითა და გაცილებით მაღალი კვანტური ეფექტურობით გამოირჩევა, თუმცა, მცირე გამოსავალი სიგნალის გამო, დაბალხმაურიანი პირველადი გამაძლიერებლის გამოყენებას საჭიროებს.

ღვარული ფოტოდიოდი (*Avalanche Photo Diode - APD*) ისეთი სტრუქტურის ნახევარგამტარული დიოდაა, რომელსაც სიგნალის შინაგანი გაძლიერება აქვს. ძაბვის მოდებისას $p - n$ გადასასვლელზე წარმოქმნილი ძლიერი ელექტრული ველის (გაძლიერების უბანში, ელექტრული ველის ტიპიური სიდიდე $\approx 10^5$ ვ/სმ-ია [14-4]) მოქმედებით აჩქარებული ელექტრონები და ხვრელები იმდენად დიდ კინეტიკურ ენერგიას ღებულობენ, რომ კრისტალურ მესერთან შეჯახებისას თვითონ ახდენენ მეორადი ელექტრონ-ხვრელური წყვილების წარმოქმნას, რომლებიც, თავის მხრივ, ახალ წყვილებს წარმოქმნიან და ასე შემდეგ. იწყება კასკადური, ანუ ღვარული პროცესი (სურ.14-8ა), რომელიც გამოსავალზე გაძლიერებულ ელექტრულ სიგნალს იძლევა.

ღვარულ ფოტოდიოდში სიგნალის გაძლიერებასთან ერთად იზრდება გაჟონვის დენის სიდიდეც, რომელიც შემდეგნაირად შეიძლება გამოისახოს:

$$I_D = I_{DS} + M \cdot I_{DB} \quad \{14-9\}$$

აქ I_{DS} და I_{DB} ზედაპირული და სივრცული დენებია შესაბამისად, ხოლო M - ფოტოდიოდის ძაბვის სიდიდეზე დამოკიდებული გაძლიერების კოეფიციენტი.

ღვარულ ფოტოდიოდში ღვარის წარმოქმნის პროცესის სტატისტიკური ხასიათის გამო, გაძლიერების კოეფიციენტს თავისი ფლუქტუაციები აქვს. გაძლიერების ფლუქტუაციური ხასიათი კი დეტექტორის გამოსავალზე დამატებითი ხმაურის წყარო ხდება. დამატებითი ხმაურის ფაქტორს (*Excess Noise Factor*) F -ით აღნიშნავენ და შეიძლება შემდეგი ფორმულით გამოითვალოს [14-5]:

$$F = k \times M + (k - 2/M) \times (1 - k) \quad \{14-10\}$$

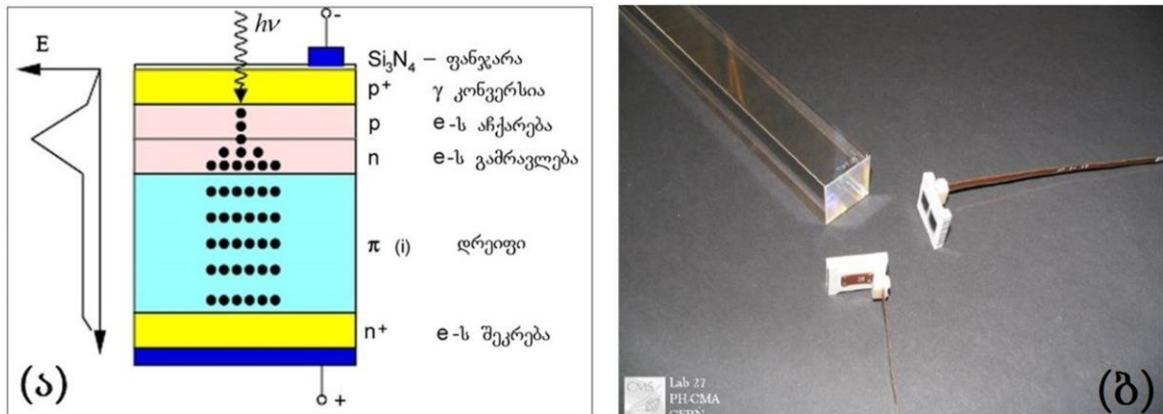
სადაც M გაძლიერების კოეფიციენტია, ხოლო k - ხვრელური (h) და ელექტრონული (e) იონიზაციის კოეფიციენტების თანაფარდობა.

დამატებითი ხმაურის ფაქტორის გათვალისწინებით ღვარული ფოტოდიოდის ხმაურის ჯამური დენის სიდიდე შემდეგნაირად შეიძლება წარმოვადგინოთ:

$$i_{noise} = \sqrt{2eB(I_{DS} + (I_{DB} + I_L)M^2F)} \quad \{14-11\}$$

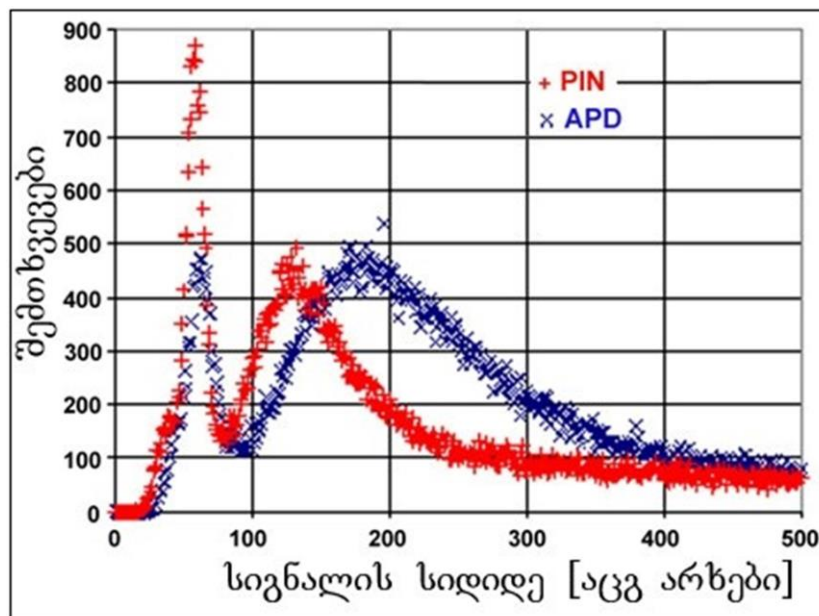
სადაც I_L ერთეულოვანი გაძლიერებისას შუქით (სინათლით) აღძრული დენია.

ფოტოდiodის მგრძობიარობის ხარისხი სინათლის ტალღის მიმართ დამოკიდებულია ნახევარგამტარულ ნივთიერებაზე (მაგ. სილიციუმისათვის



სურ. 14-8: (ა) ღვარული ფოტოდiodის სტრუქტურული სქემა და მასში ელექტრული ველის (E) განაწილების მიახლოებითი სურათი. (ბ) CMS-ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის მოდული.

მგრძობიარობის დიაპაზონი 300-1100 ნმ-ია, ხოლო გერმანიუმისათვის - 800-1600 ნმ). სინათლის ხილული და ულტრაიისფერი დიაპაზონის მიმართ განსაკუთრებულად მაღალი მგრძობიარობისა და სხვა ნახევარგამტარებთან შედარებით, ხვრელური და ელექტრონული იონიზაციის კოეფიციენტების თანაფარდობის საკმაოდ მცირე სიდიდის გამო (რაც შედარებით მცირე დამატებითი ხმაურის წინაპირობაა), სილიციუმი დღეისათვის ღვარული ფოტოდiodების დასამზადებელ ძირითად მასალას წარმოადგენს.



სურ.14-9: ღვარული ფოტოდiodისა და PIN-დiodის სიგნალების შედარება მათი ⁹⁰Sr-რადიაქტიული წყაროთი დასხივებისას [14-5].

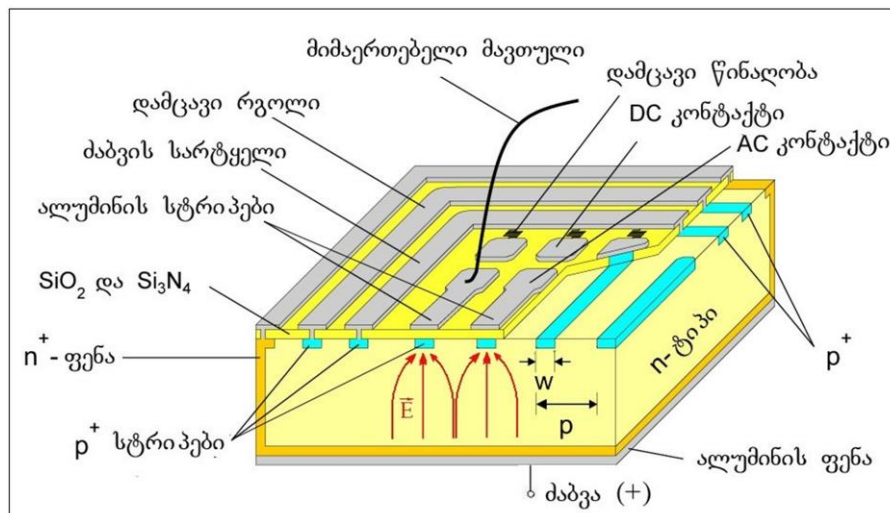
ღვარული ფოტოდiodების მთავარ უპირატესობას PIN-დiodთან შედარებით სიგნალის შინაგანი გაძლიერების უნარი წარმოადგენს, რაც საკმაოდ დაბალი ინტენსივობის სინათლის დამზერისას განსაკუთრებულ მნიშვნელობას იძენს

(ღვარული ფოტოდიოდისა და PIN-დიოდის სიგნალების შედარება ნაჩვენებია სურ.14-9-ზე). სწორედ ეს თვისება, ასევე კომპაქტური ზომა, ძლიერ მაგნიტურ ველში მუშაობის უნარი და მაღალი რადიაციული მედეგობა გახდა გადამწყვეტი ფაქტორი მათი შერჩევისათვის CMS-ექსპერიმენტის ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის კრისტალებიდან შუქის მოსახსნელად.

ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის მოდულის აგებულება ნაჩვენებია სურ.14-8ბ-ზე: თითოეულ კრისტალზე ინფორმაციის მოსახსნელად მიმაგრებულია ორი ღვარული ფოტოდიოდი. მთელი კალორიმეტრი 126000-ზე მეტ ღვარულ ფოტოდიოდს შეიცავს. აღსანიშნავია, რომ CMS-ია პირველი მაღალი ენერგიების ფიზიკის ექსპერიმენტებიდან, სადაც აღნიშნულ ტიპის ფოტოდეტექტორები იქნა გამოყენებული.

კოორდინატული დეტექტორები

მიკროსტრიპული დეტექტორი. სილიციუმის მიკროსტრიპული დეტექტორის (სენსორის) სქემატური სურათი ნაჩვენებია სურ.14-10-ზე. აქტიური ნივთიერება შედგება აქტივირებული სილიციუმის სამი შრისაგან. ძირითად მასალას n ტიპის სილიციუმი წარმოადგენს, რომლის ერთი მხარე მთლიანად n^+ -ტიპის სილიციუმის ფენითაა დაფარული, ხოლო მეორე მხარეზე p^+ -ტიპის სტრიპებია იმპლანტირებული. ძლიერად აქტივირებული სილიციუმის (p^+, n^+) გამოყენებით უზრუნველყოფილია ომური კონტაქტი ალუმინის ზედაპირთან, რომელზეც წანაცვლების ძაბვაა მოდებული. გარდა ამისა, ძლიერად აქტივირებული ნახევარგამტარის გამოყენებას გარკვეული დანიშნულება ენიჭება დეტექტორის დიდი რადიაციული დოზით დასხივებისას, რომლის დროსაც სილიციუმის ტიპის შეცვლა ხდება (სურ.14-17).



სურ.14-10: მიკროსტრიპული დეტექტორის სქემატური სურათი

p^+ -სტრიპები დაფარულია SiO_2 და Si_3N_4 -ის გაუმტარი შრეებით, რომლებზეც ტევადური ელექტრული სიგნალის (ალტერნატიული სიგნალი - AC) მოსახსნელად ალუმინის თხელი ფენაა დატანილი. სპეციალური გაზომვებისათვის (მაგალითად, გაჟონვის დენის გასაზომად) სენსორზე დატანილია DC საკონტაქტო ფართობიც, რომლის ერთი მხარე უშუალოდაა

მიერთებული p^+ სტრიპთან, ხოლო მეორე მხარე 1.5 მეგაომი წინაღობის პოლიკრისტალური სილიციუმის ზოლითაა დაკავშირებული ძაბვის ნულოვან სარტყელთან. ძაბვის მოდება ხდება ალუმინის ქვედა სიბრტყესა და ზედა ზედაპირის პერიმეტრზე გარშემოვლებული ძაბვის ნულოვან სარტყელს შორის. დამცავი რგოლის დანიშნულებას ძაბვის სარტყელსა და სენსორის ნაპირებზე შემოვლებულ n^+ -ს შორის ელექტრული ველის გრადიენტის შემცირება წარმოადგენს.

მიკროსტრიპული დეტექტორის ტევადობა სამი ძირითადი კომპონენტისაგან შედგება, რომლებიც სიდიდის მიხედვით შეგვიძლია შემდეგნაირად დავალაგოთ:

$$C_{AC} \propto \frac{1}{d_{oxide}} \gg C_{IS} \propto \frac{1}{pitch} > C_{BP} \propto \frac{1}{d} \quad \{14.12\}$$

სადაც C_{AC} ტევადობაა p^+ -სა და ალუმინის ფენას ანუ წინაგამაძლიერებლის შესავალს შორის, d_{oxide} – AC ოქსიდის სისქე, C_{IS} – სტრიპებშორისი ტევადობა, $pitch$ – მანძილი სტრიპებს შორის, C_{BP} – ტევადობა p^+ -სა და დეტექტორის უკანა მხარეს (n^+ ფენა) შორის და d – დეტექტორის სისქე.

ელექტრული სიგნალის მოსახსნელად AC კონტაქტის გამოყენება განპირობებულია იმით, რომ დეტექტორში აღძრული დენის სიგნალი მაღალსიხშირულ სპექტრს წარმოადგენს და მისთვის საერთო ტევადური წინაღობა ($Z_C = \frac{1}{i\omega C}$) მცირეა. ამავე დროს, ეფექტურად ხდება გაჟონვის დენის (დაბალი სიხშირე) ჩახშობა. იმისათვის, რომ $C_{AC} \gg C_{IS}$ პირობა შესრულდეს, გამოიყენება საკმაოდ მცირე სისქის ოქსიდური ფენა (100-200 ნმ).

დეტექტორის დამზადებისას სტრიპებს შორის მანძილის შერჩევა ექსპერიმენტში საჭირო სივრცული გარჩევისუნარიანობის მიხედვით ხდება, ხოლო სტრიპის სიგანის განსაზღვრისას მნიშვნელოვანია გათვალისწინებული იქნას შემდეგი ორი ფაქტორი:

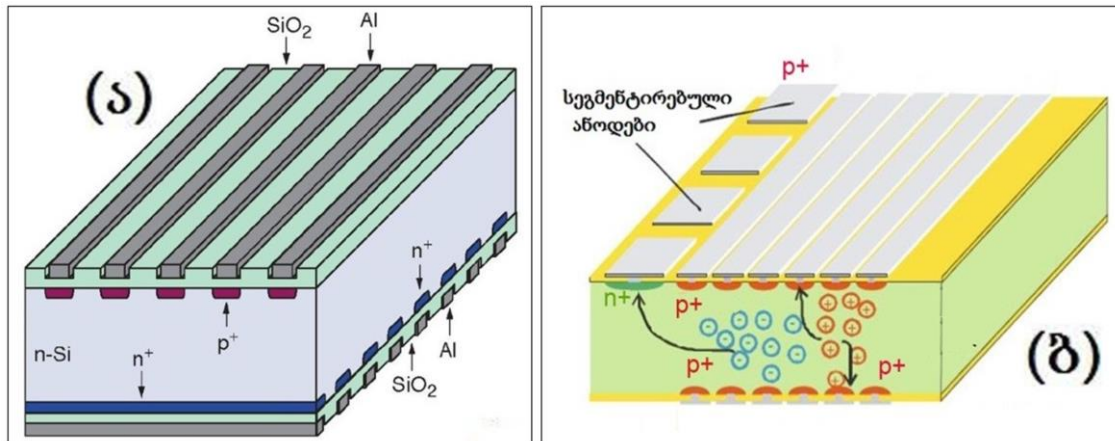
ა) მუხტის შეკრების ეფექტურობა, რაც სიგნალის სიდიდეს განსაზღვრავს და დამოკიდებულია w/p სიდიდეზე (სტრიპის სიგანის შეფარდება სტრიპებს შორის მანძილზე) და გადის გაჯერებაზე, როდესაც $w/p > 0.2$;

ბ) უმცირესი ხმაური და საუკეთესო S/N თანაფარდობა (სიგნალი/ხმაური) მიიღება მაშინ, როდესაც $w/p \approx 0.06$. ეს განპირობებულია იმით, რომ ამ შემთხვევაში მცირეა სტრიპის ტევადობა.

ჩვეულებრივი სტრიპული დეტექტორებით ხდება ერთი კოორდინატის განსაზღვრა, ხოლო მეორე კოორდინატის გასაზომად საჭირო ხდება დეტექტორის მეორე ფენის გამოყენება. ყოველი ახალი ფენის დამატება კი ექსპერიმენტში დამატებითი მშთანთქავი ნივთიერების შემოტანას ნიშნავს, რაც უარყოფითად აისახება მონაცემების ხარისხზე. ამ პრობლემის გადაწყვეტის ერთ-ერთ გზას ერთი და იგივე სუბტრატის ორივე მხარეს სტრიპების დატანა წარმოადგენს.

ორკოორდინატული სტრიპული დეტექტორის სტრუქტურული სქემა ნაჩვენებია სურ.14-11ა-ზე. n -ტიპის ნახევარგამტარის ერთ მხარეს დატანილია n^+ -ტიპის, ხოლო მეორე მხარეს მათ მიმართ ორთოგონალურად განლაგებული p^+ -ტიპის სტრიპები. ასეთი დეტექტორის მთავარ ნაკლს მისი დამზადების სირთულე და შესაბამისად, მისი მაღალი ღირებულება წარმოადგენს. აღსანიშნავია ასევე ის

გარემოება, რომელსაც ქმნის სენსორზე მიმაგრებული პირველადი წამკითხველი ელექტრონიკა. სტრიპების ორთოგონალობის გამო ელექტრონიკა, ჩვეულებრივ,



სურ.14-11: ორკოორდინატული (ა) და დრეიფული (ბ) სტრიპული დეტექტორების სტრუქტურული სქემა

განლაგებულია სენსორის ორ მეზობელ გვერდზე, რაც დამატებითი მშთანთქავი ნივთიერებაა და უაღრესად არასასურველია განსაკუთრებით, კოლაიდერული ექსპერიმენტებისათვის. ფიზიკური ექსპერიმენტებისათვის კონსტრუქციული თვალსაზრისით უმჯობესია ელექტრონიკა მხოლოდ ერთ მხარეს გამოდიოდეს. ამ საკითხის გადაწყვეტა მოხდა დეტექტორში სიგნალისათვის მეტალის გამოყენების კიდევ ერთი შრის ჩამატებით, რომელიც ერთ-ერთი სიბრტყის მიმართ 90° კუთხით არის მოხრილი.

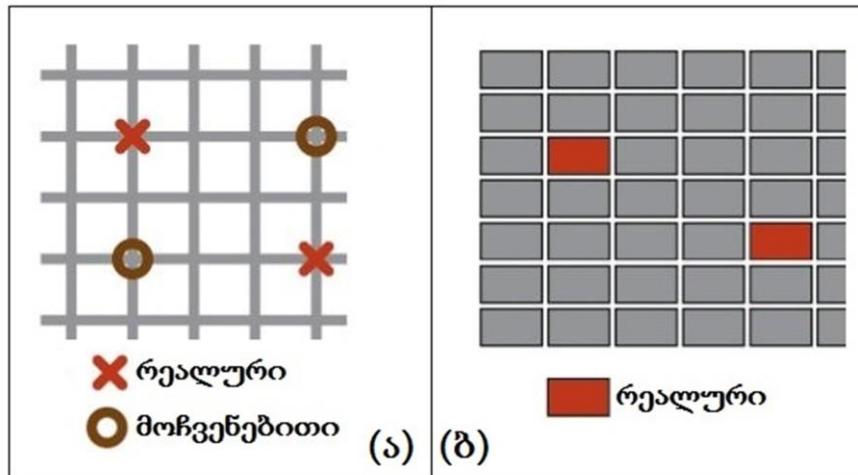
ორკოორდინატულ დეტექტორის ერთ-ერთ ტიპს დრეიფული სტრიპული დეტექტორი წარმოადგენს. სილიციუმის სენსორის ორივე მხარეს დატანილია p^+ -ტიპის სტრიპები. იონიზაციისას წარმოქმნილი ელექტრონების დრეიფი ხდება სეგმენტირებული ანოდისაკენ (n^+). ერთი კოორდინატის განსაზღვრა ხდება სტრიპის მდებარეობით, რომელზეც სიგნალი მივიდა, ხოლო მეორის - დრეიფის დროით. ერთ-ერთი დრეიფული სტრიპული დეტექტორის სქემა ნაჩვენებია სურ.14-11ბ-ზე. ასეთი დეტექტორი იქნა გამოყენებული ექსპერიმენტში ALICE (CERN, LHC).

ჰიბრიდული პიქსელური დეტექტორები. ორკოორდინატულ სტრიპულ დეტექტორში ერთდროულად 2 ან მეტი ნაწილაკის გავლისას ამუშავებული სტრიპების კოორდინატები ვერ იძლევიან საკმარის ინფორმაციას ტრეკის ცალსახად აღსადგენად - ასეთ შემთხვევაში, ამუშავებული სტრიპების კოორდინატებით შეუძლებელია რეალური და მოჩვენებითი ტრეკების ერთმანეთისგან გარჩევა (სურ.14-12). პრობლემის გადასაჭრელად საჭირო ხდება დამატებითი, მესამე კოორდინატის შემოტანა ან პიქსელური დეტექტორის გამოყენება.

ნახევარგამტარული პიქსელური დეტექტორი pn-დიოდების მატრიცას წარმოადგენს, რომლის თითოელი ელემენტი, ანუ პიქსელი დამოუკიდებელ სიგნალს იძლევა. სტრიპებთან შედარებით, პიქსელების გაცილებით მცირე ზომები საშუალებას იძლევა ბევრად უკეთესი სიზუსტით განისაზღვროს

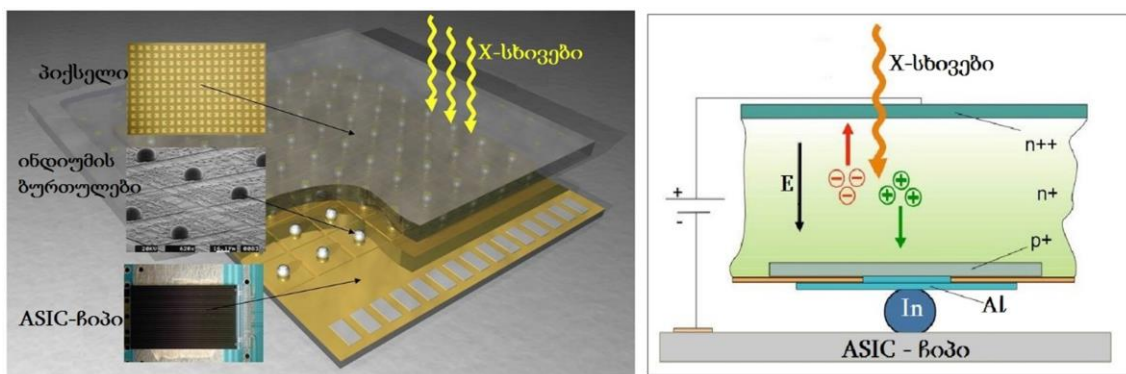
დეტექტორში გავლილი ნაწილაკის კოორდინატები. ზომის სიმცირე ასევე ნიშნავს მცირე ტევადობას, რაც თავის მხრივ, გამაძლიერებლის შესავალზე ხმაურის დაბალ დონეს განაპირობებს.

პიქსელური დეტექტორები შეიძლება 2 ძირითად ჯგუფად დაიყოს - მონოლითური და ჰიბრიდული პიქსელური დეტექტორები. მონოლითურ დეტექტორებში (მათში ყველაზე პოპულარულია CCD ტექნოლოგია) სიგნალის წარმოქმნაც და მისი პირველადი ელექტრონული დამუშავებაც ნახევარგამტარის ერთსა და იმავე ელემენტში ხდება.



სურ.14-12: ტრეკების განსაზღვრა ერთდროულად 2 ნაწილაკის მოხვედრისას: ორკოორდინატიან სტრიპულ დეტექტორში(ა) და პიქსელურ დეტექტორში(ბ).

ჰიბრიდული პიქსელური დეტექტორი ორი ერთმანეთთან მიერთებული კომპონენტის - ნახევარგამტარული სენსორისა და წამკითხავი ელექტრონიკის ანუ როგორც მას ხშირად უწოდებენ ASIC-ჩიპისაგან შედგება. ორივე მათგანს ერთნაირი პიქსელური სტრუქტურა აქვთ და ერთმანეთთან ელექტრულად ლითონის მიკრობურთულებით არიან შეერთებული (სურ.14-13).



სურ.14-13: ჰიბრიდული პიქსელური დეტექტორის (ა) და ერთი პიქსელის (ბ) სქემატური სურათი .

ნაწილაკის გავლისას სენსორში ხდება ელექტრული სიგნალის წარმოქმნა, ხოლო ჩიპის ფუნქციას ამ სიგნალის მოხსნა, გაძლიერება და პირველადი დამუშავება წარმოადგენს. სწორედ ამ შემადგენელი კომპონენტების გამო, რომელთა დამზადებაც, ჩვეულებრივ, სხვადასხვა მწარმოებლისგან ხდება,

დაერქვა აღნიშნული ტიპის დეტექტორს ჰიბრიდული პიქსელური დეტექტორი. ასეთი ტექნოლოგიის დიდ უპირატესობას სენსორისა და ჩიპის ცალ-ცალკე ოპტიმირების შესაძლებლობა წარმოადგენს (სენსორებისა და ჩიპისათვის სხვადასხვა მახასიათებლების მქონე სილიციუმი გამოიყენება). გარდა ამისა, ერთ სენსორზე ჩვეულებრივ დამაგრებულია რამდენიმე ჩიპი, რაც საშუალებას იძლევა მოვახდინოთ ჩიპების დამზადების დაბალი გამოსავლიანობის (სენსორებთან შედარებით) ნაწილობრივი კომპენსაცია.

პიქსელური დეტექტორის ჰიბრიდული დიზაინი, რომელიც სპეციალურად მაღალი ენერგიების ფიზიკის ექსპერიმენტებისათვის შეიქმნა [14-6,14-7], იყო ინოვაციური ნაბიჯი დიდი ზედაპირის მქონე ნახევარგამტარული დეტექტორების ასაგებად. მათი პირველი პრაქტიკული გამოყენება 90-იან წლებში ცერნის ექსპერიმენტებში (WA97 და DELPHI) მოხდა. დღეისათვის, დიდი ადრონული კოლაიდერის უდიდეს ექსპერიმენტებში (ALICE, ATLAS, CMS, LHCb) გამოყენებულ დეტექტორებში პიქსელების რაოდენობა მრავალ მილიონს აღწევს და ტრეკული (კოორდინატული) ინფორმაციის მოხსნისათვის ყველაზე ეფექტურ საშუალებას წარმოადგენს. მაღალ ენერგიებზე ურთიერთქმედებისას დაბადებული ნაწილაკი თითქმის უდანაკარგოდ განჭოლავს მრავალფენიან დეტექტორს და თავისი ტრაექტორიის გასწვრივ სილიციუმის თითოეულ შრეში წარმოქმნის იონიზაციურ მუხტს. სხვადასხვა ფენაზე მოსული სიგნალების კოორდინატების საშუალებით ხდება გამავალი მაიონიზებული ნაწილაკის ტრეკის აღდგენა.

ტრეკული დანიშნულების გარდა, პიქსელურმა ნახევარგამტარულმა დეტექტორებმა, როგორც მაღალი ხარისხის ციფრულმა მოწყობილობებმა, ფართო გამოყენება ჰპოვა პროტეინის კრისტალოგრაფიაში, რადიოგრაფიაში და X-სხივების ასტრონომიაში (სურ.14-14-ზე ნაჩვენებია სილიციუმის პიქსელური დეტექტორით მიღებული გამოსახულება). როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, ნახევარგამტარებში ხდება კვანტების პირდაპირი კონვერსია ელექტრულ მუხტად, რაც მათ უდიდეს უპირატესობას ანიჭებს არაპირდაპირი კონვერტირების დეტექტორებთან შედარებით, სადაც ფოტონი ჯერ სინათლის ტალღად (მაგ. სცინტილატორებში) და შემდეგ ელექტრულ სიგნალად გარდაიქმნება.



სურ.14-14: PILATUS2- პიქსელური დეტექტორის მონაცემებით აღდგენილი ცილის სტრუქტურები.

X-სხივების კვანტის შთანთქმისას ნახევარგამტარში აღძრული მუხტი უმეტესად მხოლოდ ერთ პიქსელზე იკრიბება, რომელიც გაძლიერების შემდეგ მიდის კომპარატორის შესასვლელზე. კომპარატორის საშუალებით ხდება სიგნალის შედარება ზღურბლურ სიდიდესთან, რომელიც წინასწარაა შერჩეული და გარკვეულ ენერგიას შეესაბამება. ზღურბლის გადალახვის შემთხვევაში სიგნალი ითვლება რეალურად და პიქსელის ციფრულ მთვლელში ჩაწერილი შემთხვევათა რაოდენობა ერთით იმატებს. ენერგიის ზღურბლის საშუალებით ხდება ხმაურის სიგნალების ჩახშობა და მხოლოდ იმ კვანტების რეგისტრირება, რომელთა ენერგიაც ზღურბლის ენერგიაზე მეტია. ეს კი იმას ნიშნავს, რომ დასხივების ინტენსივობის გაზომვა ფაქტობრივად მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილების დონეზე ხდება.

სენსორში წარმოქმნილი ელექტრონები და ხვრელები წარმოქმნიან მუხტის „ღრუბლებს“, რომლებიც იწყებენ დრეიფს ელექტრული ველის გასწვრივ შესაბამისი ელექტროდებისაკენ. დიფუზიისა და ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედების გამო მოძრავი მუხტის ღრუბელი თანდათან ფართოვდება. გაფართოების ზომა დამოკიდებულია ელექტროდამდე გავლილ მანძილზე და მოდებული ძაბვის სიდიდეზე. თუ მხოლოდ დიფუზიას განვიხილავთ, ღრუბლის გაფართოება შეგვიძლია გაუსის განაწილებით აღვწეროთ და მისი სიგანე (სტანდარტული გადახრა) შემდეგნაირად გამოვთვალოთ:

$$\sigma = d \cdot \sqrt{\frac{2kT}{eV_B}} \quad \{14.13\}$$

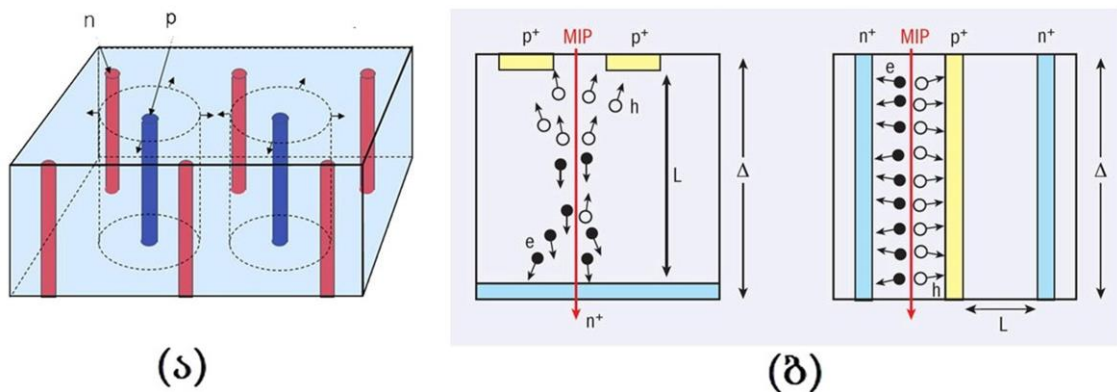
სადაც d - დრეიფის სიგრძეა, T - ტემპერატურა, k - ბოლცმანის მუდმივა, e - ელექტრონის მუხტი, ხოლო V_B - მოდებული ძაბვა [14-8].

იმ შემთხვევაში, თუ ფოტონის შთანთქმა პიქსელის საზღვართან ახლოს, ან პიქსელებს შორის მოხდა, მიღებული მუხტის ღრუბელი რამდენიმე პიქსელზე გადაწარმოვდება. ამ მოვლენას მუხტის გაზიარებას (charge sharing) უწოდებენ. დეტექტორის ენერგიის დაბალი ზღურბლის შემთხვევაში ერთი ფოტონისგან წარმოქმნილი მუხტი შესაძლოა რამდენიმე მეზობელ პიქსელზე გადაწარმოვდეს, მაშინ როდესაც, მაღალი ზღურბლის დროს სიგნალი შეიძლება არცერთისგან არ მოვიდეს. საუკეთესო კომპრომისია, თუ ზღურბლი ფოტონის ენერგიის ნახევარს უტოლდება. ამ დროს ხდება ორმაგი სიგნალების თავიდან აცილება და ასევე პიქსელების კუთხეებთან არსებული არამგრძობიარე უბნების ზომების შემცირება [14-9]. მუხტის გაზიარების ეფექტი განსაკუთრებით აქტუალურია მაშინ, როცა პიქსელების ზომა მცირეა, ხოლო სენსორის სისქე დიდი (დაახლოებით 1:10 თანაფარდობისათვის). ასეთ შემთხვევაში ერთი პიქსელი ვერასოდეს ახერხებს სრული მუხტის შეკრებას, რაც, თავის მხრივ, ენერგიის გარჩევისუნარიანობის შემცირებას იწვევს. სპექტრალური მახასიათებლების გასაუმჯობესებლად MEDIPIX კოლაბორაციამ MEDIPIX3-ვერსიის ჩიპში დაამატა მუხტის აჯამვის ოპერაცია [14-10]. ასეთ შემთხვევაში სიგნალის სიდიდე განისაზღვრება 4 მეზობელი პიქსელიდან მოსული მუხტის შეკრებით, ხოლო კოორდინატი იმ პიქსელით, საიდანაც ყველაზე მეტი მუხტი მოვიდა. აღნიშნული მეთოდი აუმჯობესებს ენერგიის გარჩევისუნარიანობას და პიქსელის ნაპირზე

მოხვედრილი ფოტონების რეგისტრაციის ეფექტურობას, თუმცა, ამავე დროს, იწვევს დეტექტორის მკვდარი დროის გაზრდას [14-11].

სილიციუმის 3D დეტექტორი. სტრიპული და ჰიბრიდული პიქსელური დეტექტორების დამზადების ტექნოლოგიები დღეისათვის საკმაოდ დახვეწილია და მათი გამოყენება მაღალი ენერგიების ფიზიკის თითქმის ყველა ექსპერიმენტში ხდება. თუმცა, მომავალ ექსპერიმენტებში მოსალოდნელი ნაწილაკების ძალიან მაღალი ინტენსივობის დროს (10^{15} სმ⁻²) დღევანდელი პლანარული (ბრტყელი) ნახევარგამტარული დეტექტორები უძლურნი ხდებიან იმისათვის, რომ სენსორში აღძრული სრული მუხტი დაარეგისტრირონ. ასეთ ექსტრემალურ პირობებში რადიაციულად უფრო მედეგი დეტექტორების შექმნის გარდა, საჭირო ხდება თავისუფალი მუხტის გადამტანების მაქსიმალურად სწრაფი შეკრება. აღნიშნული პრობლემის გადასაჭრელად, პარკერის მიერ შემოთავაზებული იქნა ახალი დიზაინის მქონე დეტექტორი, რომელიც სილიციუმის 3D დეტექტორის სახელითაა ცნობილი [14-12].

სილიციუმის 3D დეტექტორი სქემატურად ნაჩვენებია სურ.14-15ა-ზე: სილიციუმის სუბსტრატში ისეა ჩანერგილი *p*- და *n*-ტიპის ცილინდრული ფორმის მქონე ელექტროდების მასივი, რომ ელექტროდებს შორის მანძილი სულ რამდენიმე ათეული მიკრონია. ასეთ შემთხვევაში, სენსორის შთანთქმის სისქის (Δ) შეუმცირებლად (იხ. სურ.14-15ბ) მცირდება გადარიბებული ზონის სიგანე (*L*) და შესაბამისად - მუხტების ელექტროდებამდე მისასვლელი მანძილი. ეს კი იმას ნიშნავს, რომ დეტექტორის მუშაობისათვის საკმარისი ხდება უფრო დაბალი სამუშაო ძაბვა და ამავე დროს, მნიშვნელოვნად მცირდება ელექტროდამდე მუხტის მისვლის დრო. აღნიშნული მახასიათებლები უდავოდ დიდ უპირატესობას ანიჭებს 3D დეტექტორს პლანარულ დეტექტორებთან შედარებით და იძლევა მათი მაღალი რადიაციული ინტენსივობის პირობებში გამოყენების



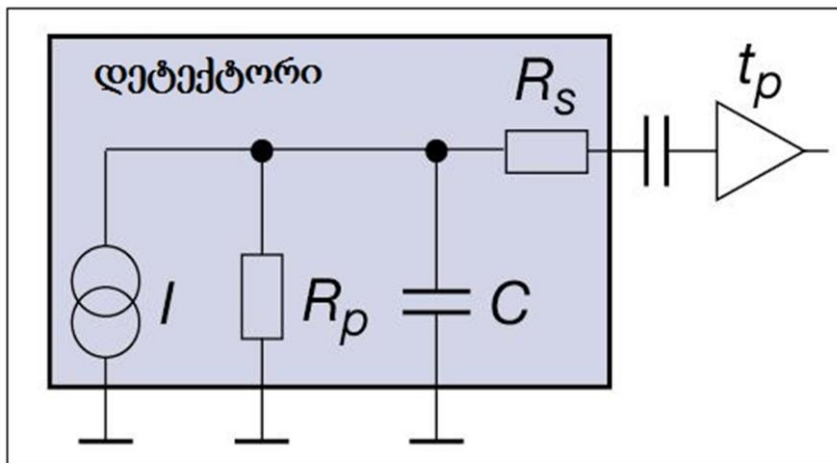
სურ.14-15: (ა) სილიციუმის 3D დეტექტორის სქემატური სურათი, (ბ) პლანარული და 3D დეტექტორების შედარება.

წინაპირობას.

3D-ტექნოლოგიებზე შექმნილმა პირველმა დეტექტორებმა წარმატებით ჩააბარეს ტესტური გამოცდა და აქტიურად განიხილება მათი გამოყენება შიგა ტრეკულ დეტექტორებად ფიზიკის თანამედროვე და მომავალ ექსპერიმენტებში.

- დეტექტორის ძირითადი მახასიათებლები

სილიციუმის დეტექტორის პრინციპული სქემა წარმოდგენილია სურ.14-16-ზე, სადაც I გაჟონვის დენია, C - დეტექტორის ტევადობა, ხოლო R_p და R_s - პარალელური და მიმდევრობითი წინააღობებია შესაბამისად. განვიხილოთ მისი ძირითადი მახასიათებლები.



სურ.14-16: სილიციუმის დეტექტორის პრინციპული სქემა

სიგნალი/ხმაური თანაფარდობა (S/N) წარმოადგენს ტექნიკურ ტერმინს, რომელიც გამოიყენება გაზომვებისას მიღებული მონაცემების ხარისხიანობის შესაფასებლად. სილიციუმის დეტექტორში წარმოქმნილი სიგნალის სიდიდე ძირითადად დამოკიდებულია გადარიბებული ზონის სისქეზე და მასში მოხვედრილი ნაწილაკის ენერჯის დანაკარგზე. სიგნალის მინიმალური სიდიდის გარჩევისუნარიანობა შეზღუდულია ე.წ. ხმაურის სიგნალით, რომლის სიდიდეც სამუშაო გარემოს ტემპერატურასთან ერთად მრავალ ფაქტორზეა დამოკიდებული (დეტექტორის გეომეტრიული ზომები, ჩართვის სქემა, წამკითხავი ელექტრონიკა და ა.შ.). ხმაურს ხშირად იმ მუხტის ეკვივალენტური სიდიდით გამოსახავენ, რომელიც წინაგამაძლიერებელში ისეთივე გამოსავალ სიგნალს მოგვცემდა, როგორსაც აღნიშნული ხმაური იძლევა. ამ სიდიდეს ხმაურის ეკვივალენტურ მუხტს (ENC - *Equivalent Noise Charge*) უწოდებენ და იგი რამდენიმე კომპონენტისგან შედგება.

ხმაურის გამომწვევი მთავარი მიზეზებია: გაჟონვის დენი, დეტექტორის ტევადობა და დეტექტორის პარალელური და მიმდევრობითი წინააღობები (სურ.14-15). ხმაურის ჯამური სიდიდე ამ კომპონენტების კვადრატული ჯამით გამოისახება.

$$ENC = \sqrt{ENC_C^2 + ENC_I^2 + ENC_{R_p}^2 + ENC_{R_s}^2} \quad [14-14]$$

იდეალურ შემთხვევაში, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, რევერსული ძაბვის მოდებისას $p-n$ გადასასვლელი არაგამტარი უნდა გახდეს და შესაბამისად, ნახევარგამტარული დეტექტორის გამოსავალზე დენის სიგნალის სიდიდე ნულს უნდა გაუტოლდეს, მაგრამ რეალურ დეტექტორებში ეს ასე არ ხდება. დეტექტორში ყოველთვის არსებობს მცირე ფლუქტუაციური დენი,

რომელიც გამოსავალზე ხმაურის სიგნალს იძლევა. აღნიშნულ დენს გაჟონვის ან ხმაურის დენს უწოდებენ. ზოგჯერ, ასევე, გამოიყენება ტერმინი – ბნელი დენი.

გაჟონვის დენის ბუნება ძირითადად თერმული ხასიათისაა და მას ორი წევრის ჯამით გამოხატავენ [14-9]. გაზომვების მიხედვით, სილიციუმის ტემპერატურის ყოველი 8 გრადუსით გაზრდისას გაჟონვის დენი მასში ორჯერ იზრდება [14-14].

გამაძლიერებელში გაჟონვის დენით გამოწვეული ხმაურის წვლილი შემდეგნაირად შეიძლება გამოვსახოთ:

$$ENC_I \propto \frac{n_e}{2} \sqrt{\frac{It_p}{e}} \quad \{14-15\}$$

სადაც n_e - ეილერის რიცხვია ($n_e=2.718$), t_p - სიგნალის ინტეგრირების დრო (სიგნალის პიკის მიღწევის დრო), ხოლო e - ელექტრონის მუხტის სიდიდე. აქედან ჩანს, რომ ხმაურის შესამცირებლად საჭიროა მაღალი ხარისხის დეტექტორი მცირე გაჟონვის დენით და ასევე, მცირე ინტეგრირების დროით.

მუხტის გამაძლიერებლის შესავალზე ხმაურის მთავარ წყაროს დეტექტორის ელექტროტევადობა წარმოადგენს. ტევადობით გამოწვეული ხმაური შემდეგნაირად შეიძლება გამოვსახოთ:

$$ENC_C = a + b \cdot C \quad \{14-16\}$$

აქ a და b პირველადი გამაძლიერებლის მახასიათებლებით განისაზღვრება, ხოლო C - მასზე დეტექტორის შემავალი ტევადობაა. a და b ტიპიური სიდიდეებია: $a \approx 160 e$ და $b \approx 12 e/pF$. როგორც ვხედავთ, ხმაურის შესამცირებლად სასურველია მოკლე სტრიპებიანი ან მცირე ზომის პიქსელებიანი დეტექტორის აგება.

პარალელური წინალობით (ძაბვის წინალობა) გამოწვეული ხმაურის წვლილი შემდეგნაირად შეიძლება გამოვსახოთ:

$$ENC_{R_P} \propto \frac{n_e}{e} \sqrt{\frac{kTt_p}{2R_P}} \quad \{14-17\}$$

სადაც n_e - ეილერის რიცხვია, ხოლო e - ელექტრონის მუხტის სიდიდე. როგორც ვხედავთ, ხმაურის შესამცირებლად საჭიროა ძაბვის წინალობის დიდი სიდიდე, რაც, ზოგადად, შეზღუდულია დამზადების პროცესისა და წინალობაზე ძაბვის ვარდნის ზრდის გამო.

მიმდევრობითი წინალობით (წინალობა სტრიპებსა და გამაძლიერებლის შესავალს შორის) გამოწვეული ხმაურის წვლილია:

$$ENC_{R_S} \approx 0.395C \cdot \sqrt{\frac{R_S}{t_p}} \quad \{14-18\}$$

აღსანიშნავია, რომ წინა შემთხვევისაგან განსხვავებით, აქ t_p -ს გაზრდით ხმაურის შემცირება ხდება. მიმდევრობითი წინალობის შესამცირებლად საჭიროა რაც შეიძლება დაბალწინალობიანი და მოკლე მიერთებების გამოყენება.

საბოლოოდ, შეიძლება შევაჯამოთ, რომ სიგნალი/ხმაური თანაფარდობის გაზრდისათვის დეტექტორის შექმნისას ძალიან მნიშვნელოვანია შემდეგი ფაქტორების გათვალისწინება: დაბალი ტევადობა (მცირე ზომის პიქსელები ან სტრიპები), მცირე გაჟონვის დენი, დიდი ძაბვის წინაღობა და რაც შეიძლება მოკლე და დაბალი წინაღობის მქონე მიერთებები გამამლიერებელთან. ზოგიერთი ეს პირობა წინააღმდეგობაში მოდის ერთმანეთთან, ამიტომ დეტექტორის შექმნისას ექსპერიმენტის მოთხოვნებიდან გამომდინარე, საჭირო ხდება გარკვეულ კომპრომისებზე წასვლა.

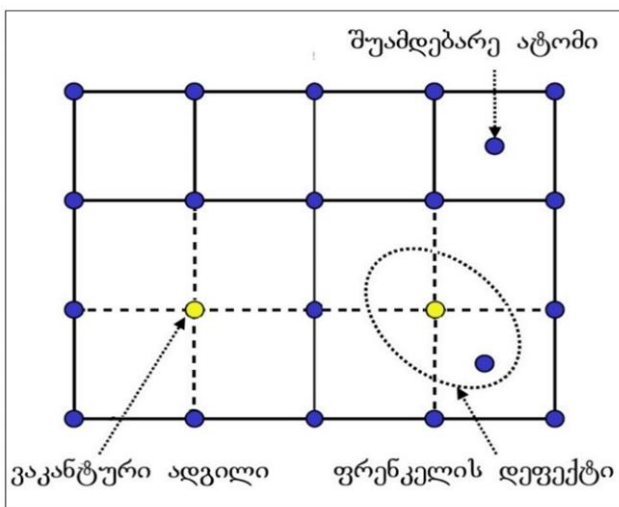
- რადიაციის ზემოქმედება სილიციუმის დეტექტორზე

რადიაციის დიდი დოზა გარკვეულ მავნე ზემოქმედებას ახდენს სილიციუმის დეტექტორებზე და აუარესებს მათ მახასიათებლებს. განიხილება ზედაპირული და სივრცული რადიაციული დაზიანებები.

ზედაპირული დაზიანებისას (ზოგჯერ მას იონიზაციურ დაზიანებასაც უწოდებენ) ხდება დეტექტორის საიზოლაციო შრეების მიერ ენერჯის შთანთქმა, რომლის დროსაც ოქსიდურ ფენებზე დამატებით მუხტის და შედეგად პარაზიტული ელექტრული ველის წარმოქმნა ხდება.

სივრცული რადიაციული დაზიანება იწვევს გაჟონვის დენის მკვეთრ გაზრდას, გადარიბების ძაბვის ცვლილებას და მუხტის შეკრების ეფექტურობის შემცირებას.

სილიციუმის დასხივებისას განიხილება ნაწილაკების მიერ ენერჯის კარგვის



სურ. 14-17: რადიაციული ნაწილაკებისაგან გამოწვეული შესაძლო დეფექტები სილიციუმის კრისტალურ მესერში

ორი მექანიზმი: იონიზაციური და არაიონიზაციური. იონიზაციის დროს წარმოქმნილი იონებისა და ელექტრონების რეკომბინაცია სწრაფად ხდება და სილიციუმის დაზიანებას ადგილი არ აქვს. დაზიანების მიზეზს ნაწილაკის მიერ ენერჯის არაიონიზაციური დანაკარგი (NIEL – Non Ionizing Energy Loss) წარმოადგენს, რომლის დროსაც სილიციუმის კრისტალურ მესერში სხვადასხვა სახის დეფექტების წარმოქმნა ხდება. არაიონიზაციური პროცესების დროს რადიაციული ნაწილაკები

მოქმედებენ არა ატომის გარსთან, არამედ უშუალოდ ატომბირთვთან და იწვევენ ატომების ამოგდებას კრისტალური მესერიდან. მესერიდან ამოვარდნილი ატომის ადგილი თავისუფალი (ვაკანტური) რჩება, ხოლო თვითონ ატომი მესერის კვანძებს შორის აღმოჩნდება (შუამდებარე პოზიცია). შუამდებარე ატომად შესაძლებელია სილიციუმში არსებული არასასურველი მინარევების ატომიც მოგვევლინოს, რომელიც კრისტალურ მესერში ზოგჯერ სილიციუმის ატომის ადგილსაც იკავებს. თუ ვაკანტური ადგილი და შუამდებარე ატომი ერთმანეთთან ახლოსაა, მათ ფრენკელის წყვილებს, ხოლო წარმოქმნილ დეფექტს ფრენკელის დეფექტს უწოდებენ. სილიციუმის გამარტივებული, ორგანზომილებიანი კრისტალური მესერი და შესაძლო რადიაციული დეფექტები ნაჩვენებია სურ.14-17-ზე.

კრისტალური მესერის დარღვევისას დეტექტორის ლოკალურ ადგილებში ხდება დამატებითი ენერჯეტიკული დონეების წარმოქმნა, რომლებიც ვალენტურ და გამტარობის ზონებს შორის თავსდება და სილიციუმის გარკვეული მაკროსკოპული მახასიათებლების ცვლილებებს იწვევს. დეფექტებმა შესაძლოა

სხვადასხვაგვარი უარყოფითი გავლენა მოახდინოს სილიციუმის დეტექტორის სამუშაო მახასიათებლებზე:

– **გაჟონვის დენის გაზრდა**

დეფექტები, რომელთა ენერგეტიკული დონე სილიციუმის აკრძალული ზონის შუაშია შეიძლება განვიხილოთ, როგორც ელექტრონ-ხვრელური წყვილების წარმოშობის ცენტრები, საიდანაც ელექტრონებს ჩვეულებრივზე დაახლოებით 2-ჯერ ნაკლები ენერგია სჭირდებათ გამტარებლობის ზონაში (ხვრელებს ვალენტობის ზონაში) გადასასვლელად ან კიდევ შუალედური ცენტრები, რომლებიც ხელს უწყობენ ვალენტური ზონიდან ელექტრონის საფეხურებრივად გადასვლას გამტარებლობის ზონაში. ორივე შემთხვევაში ხდება დეტექტორის გაჟონვის დენის გაზრდა, რაც შესაბამისად, იწვევს ხმაურის ზრდას.

დეტექტორის რადიაციული დასხივების შემდეგ გაჟონვის დენის სიდიდე შემდეგნაირად შეგვიძლია წარმოვადგინოთ:

$$I_{rad} = I_0 + \alpha \Phi V \quad \{14-19\}$$

სადაც I_0 გაჟონვის დენია დასხივებამდე, Φ - დასხივებული ნაკადი, V - დეტექტორის მოცულობა, ხოლო α - რადიაციული დაზიანების კოეფიციენტი, რომელიც ნაწილაკის ტიპზე და დასხივებული ნაკადის სიდიდეზეა დამოკიდებული.

ტემპერატურის შემცირებისას რადიაციული დაზიანების კოეფიციენტი და გაჟონვის დენის სიდიდეც ექსპონენციალურად მცირდება [14-5], ამიტომ ექსპერიმენტებში, სადაც დასხივების ინტენსივობა ძალიან მაღალია, სილიციუმის დეტექტორებს, როგორც წესი, -10°C -ზე უფრო დაბალ ტემპერატურამდე აცივებენ.

– **მუხტის შეკრების ეფექტურობის შემცირება**

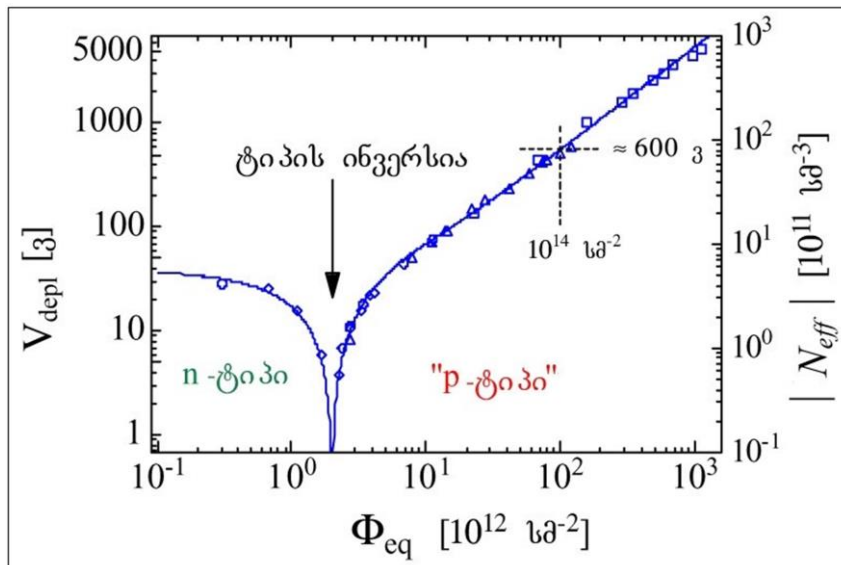
დეფექტების მიერ შესაძლებელია მუხტის გადამტანების ჩაჭერა და გარკვეული დროით დაყოვნების შემდეგ მათი ისევ გამოთავისუფლება. თუ ჩაჭერის დროის ხანგრძლივობა უფრო მეტია, ვიდრე ამომკითხველი ელექტრონიკის სიგნალის ფორმირების დრო, მაშინ აღნიშნული მუხტის გადამტანები სიგნალის ფორმირებაში ვეღარ მონაწილეობენ და შესაბამისად ადგილი აქვს მუხტის შეკრების ეფექტურობის შემცირებას.

– **ეფექტური კონცენტრაციისა და გაღარიბების ძაბვის ცვლილება**

დეფექტებმა შესაძლოა მოახდინოს სილიციუმის დონორული ან აქცეპტორული მინარევების ჩაჭერა და მინარევების ეფექტური კონცენტრაციის ({14-7}) შეცვლა.

დეფექტების მიერ შექმნილი დამატებითი ენერგეტიკული დონეები ძირითადად აქცეპტორული ბუნებისაა [14-13]. ამიტომ, რადიაციული ნაკადის გაზრდასთან ერთად, წარმოიშობა რა ახალი აქცეპტორული დონეები, სილიციუმი სულ უფრო და უფრო მეტად p -ტიპის ნახევარგამტარი ხდება. თუ განვიხილავთ n -ტიპის სილიციუმს, მისი ეფექტური კონცენტრაცია თანდათან მცირდება, სანამ არ მიაღწევს კრიტიკულ მნიშვნელობას (საკუთარი გამტარობა), რომელსაც ინვერსიის წერტილს უწოდებენ.

ამის შემდეგ n -ტიპის სილიციუმი გადადის p -ტიპში და რადიაციის ზრდასთან ერთად იზრდება საპირისპირო ნიშნის ეფექტური კონცენტრაცია. აღნიშნულ ეფექტს სილიციუმის ტიპის შეცვლას ან ტიპის ინვერსიას უწოდებენ. ეს კი იმას ნიშნავს, რომ რადიაციის განსაზღვრული დოზის მიღებისას სილიციუმის $n^{+}np$ სტრუქტურა გადადის npp^{+} სტრუქტურაში. აქედან გამომდინარე, დასხივების დოზის გადიდებით ნახევარგამტარული დეტექტორის სრული გადარიბებისათვის საჭირო ძაბვის სიდიდე, რომელიც ეფექტური კონცენტრაციის პროპორციულია ჯერ მცირდება, ხოლო ინვერსის შემდეგ ისევ



სურ.14-18: გადარიბების ძაბვისა და მინარევების ეფექტური კონცენტრაციის ცვლილება n -ტიპის სილიციუმის ნეიტრონული ნაკადით დასხივებისას [14-13].

იზრდება (სურ.14-18).

რადიაციის მოქმედებით სილიციუმის კრისტალურ მესერში წარმოქმნილი დეფექტები არასტატიკური ბუნებისაა. კრისტალური მესერიდან ამოგდებულ ატომებს თერმული მოძრაობისას შეუძლიათ ისევ დაიკავონ ვაკანტური ადგილები და მოახდინონ რადიაციული დეფექტების ნაწილობრივი კომპენსაცია. შედეგად ვლუბულობთ რადიაციის გამო გაზრდილი გაჟონვის დენის ისევ შემცირებას. ეს პროცესი რამდენიმე საათს ან კვირას გრძელდება და მას თვითაღდგენას ან გამოწვას (*Annealing*) უწოდებენ. თვითაღდგენის პროცესში გაჟონვის დენის შემცირება ექსპონენციალურად ხდება და მისი დროითი მუდმივა ოთახის ტემპერატურისათვის დაახლოებით 10 წუთის ტოლია. აღსანიშნავია, რომ თვითაღდგენასთან ერთად შეიძლება ადგილი ჰქონდეს საპირისპირო პროცესებსაც. დროის გარკვეული მონაკვეთის შემდეგ ზოგიერთი დეფექტის ერთმანეთთან გაერთიანებით ხდება სტაბილური კლასტერების წარმოქმნა, რის გამოც სილიციუმის მახასიათებლები საგრძნობლად უარესდება. ამ პროცესს რევერსულ ანუ ანტიგამოწვას უწოდებენ (*Reverse Annealing*) და მისი დროითი მუდმივა რამდენიმე თვეს ან წელს შეადგენს. ორივე პროცესი ძლიერაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე და ტემპერატურის -10°C -მდე შემცირებისას თითქმის მთლიანად იხშობა.

15. გაზური განმუხტვის დეტექტორები

გაზური განმუხტვის დეტექტორების საშუალებით ნაწილაკთა რეგისტრაციის მეთოდოლოგიის განვითარება მაღალი ენერგიების ექსპერიმენტული ფიზიკის ერთ-ერთ ძირითად მიმართულებას წარმოადგენს. აქ გამოიყენება გაზში იონიზაციის წარმოქმნა მისი სამუშაო მოცულობის დამუხტული ნაწილაკის მიერ გადაკვეთის დროს.

თუ გადავხედავთ ურთიერთქმედებებში დაბადებულ ნაწილაკთა დეტექტირების ისტორიას, შევამჩნევთ, რომ გაზური განმუხტვის დეტექტორების გავრცელებამდე დეტექტირების ამოცანა იყო ამ ურთიერთქმედების ვიზუალიზაცია - თვალთ უხილავი ნაწილაკების მიერ დატოვებული კვალის დანახვა (ფოტორეგისტრაცია) და შემდეგ დამუშავება. ამ დროს ელექტრონული ინფორმაცია გამოიყენებოდა უკეთეს შემთხვევაში ტრიგერული გადარჩევისათვის.

ელექტრონული დეტექტორული მეთოდების დახვეწამ ექსპერიმენტატორები დაარწმუნა, რომ ტრეკების ვიზუალიზაცია არაა აუცილებელი. ურთიერთქმედების წვეროსა და ტრეკების აღდგენის პროცესის ვირტუალურ სივრცეში გადატანა სავსებით საკმარისია ფიზიკური სურათის აღსადგენად. ამ გადასვლის დიდი წარმატება კი მონაცემების პირველად, ტრიგერულ დონეზე დამუშავების შესაძლებლობა იყო. ეს ნიშნავს, რომ ურთიერთქმედების მოხდენიდან მის ჩაწერამდე დრო საკმარისი იყო ელექტრონიკისათვის, რომ მომხდარიყო პროცესის წინასწარი გადარჩევა, რითაც გამოირიცხებოდა არასაჭირო, ან ფონური პროცესების ჩაწერა. ამით ფიზიკოსებს გზა გაეხსნათ მცირე კვეთით მიმდინარე პროცესების საერთო მასიდან გამოყოფისა და შესწავლისაკენ.

ნაწილაკის ტრეკის აღდგენის მთავარი პრინციპი მაინც უცვლელია - დეტექტორების საშუალებით ფიქსირდება ტრეკის კოორდინატები მის მიერ დეტექტორის სამუშაო სივრცის გადაკვეთისას, ამასთან მაგნიტური ველი ანხორციელებს ტრეკის გამრუდებას, რაც იმპულსის განსაზღვრის საფუძველი ხდება. ნაწილაკის ტრეკი დეტექტორებიდან მიღებული სივრცული წერტილების საფუძველზე ერთიანდება ვირტუალურ სივრცეში, ამავე დროს განისაზღვრება ამ ნაწილაკის დაბადების წვერო, რომელიც არაა აუცილებელი, რომ ურთიერთქმედების პირველად წვეროს წარმოადგენდეს. ტრეკის აღდგენის სიზუსტე განისაზღვრება დეტექტორებში დაფიქსირებული ტრეკის წერტილების გაზომვის სიზუსტით. სწორედ ამიტომ, რომ დეტექტორული ფიზიკის მთავარი ამოცანა, ეფექტურობის მაღალ მაჩვენებელთან ერთად, კოორდინატის მაღალი სიზუსტით განსაზღვრაა.

ელექტრონული მეთოდებით ასევე შესაძლებელი გახდა ნაწილაკთა ენერგიის განსაზღვრა, რაც მათი საბოლოო იდენტიფიკაციის საფუძველს წარმოადგენს.

ელექტრონული მეთოდები საკმაოდ მრავალფეროვანია - უკვე განხილული იქნა სცინტილაცია, ჩერენკოვის და გარდამავალი გამოსხივებები. ნახევარგამტარულ დეტექტორებს დიდი ადგილი უჭირავთ ამ სიაში. მთავარ მეთოდად კი მაინც გაზური გამრავლების მოვლენაზე დაფუძნებული

დეტექტირება უნდა მივიჩნიოთ. ეს „გამორჩევა“ სხვა დეტექტორების მასიდან მათ მიმართ მოთხოვნადობით დასტურდება - ტრეკის მაღალი სიზუსტით აღდგენა გაზური განმუხტვის დეტექტორების გარეშე, როცა გადასაფარია უზარმაზარი ფართობები, დღეისათვის შეუძლებელია.

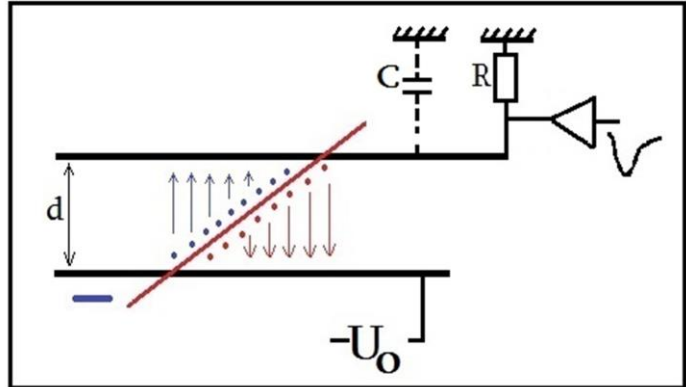
გაზური მოცულობის გადამკვეთი დამუხტული ნაწილაკების რეგისტრაციის პრინციპი ემყარება დეტექტორის ელექტროდებზე ელექტრონ-იონური კომპონენტების მოზიდვას. ყველაზე მარტივი დეტექტორი - ეს ერთმანეთთან ახლოს, პარალელურად მოთავსებული ორი ლითონის ფირფიტაა, რომელთა შორის სივრცე სპეციალური გაზით არის შევსებული. ელექტროდებზე მოდებული ძაბვა ქმნის ფირფიტებს შორის ელექტრულ ველს, რომლის საშუალებითაც ხდება მათ შორის მოქცეული გაზის იონიზაციის შედეგად წარმოქმნილი მუხტების მოძრაობა - ელექტრონები ანოდისაკენ, იონები კი კათოდისაკენ.

ძაბვის სიდიდის მიხედვით პირველადი იონიზაციის შედეგად შექმნილი ელექტრონ-იონური კომპონენტების ელექტროდებისკენ მოძრაობა სხვადასხვანაირად შეიძლება წარიმართოს. უპირველეს ყოვლისა, როცა მოდებული ძაბვა ნულის ტოლია, გაზის იონიზაცია მალე მიიღევა რეკომბინაციის შედეგად. არანულოვანი ძაბვა უკვე ქმნის ველს, რომელშიც დამუხტული ნაწილაკები ელექტროდებისაკენ მიმართულ მოძრაობას იწყებენ, ანუ სიჩქარის ელექტროდისკენ მიმართული კომპონენტა აჭარბებს ქაოსური მოძრაობის სიჩქარის სიდიდეს. ამის შედეგში ძაბვის მატება უკვე იწვევს დამატებით ეფექტებს და მუხტის ხელოვნურ გამრავლებას, რასაც ქვემოთ განვიხილავთ.

• იონიზაციური რეჟიმი და მთვლელები

პირველ მოქმედ გაზური განმუხტვის დეტექტორებად იონიზაციური მთვლელები მიიჩნევა. მათ ფართო გამოყენება ჰპოვეს არა მარტო სამეცნიერო ექსპერიმენტებში. ისინი დღესაც სხვადასხვა ტიპის დოზიმეტრების დასამზადებლად გამოიყენება.

იონიზაციურ მთვლელებში პირველადი მუხტების გამრავლება არ გამოიყენება, პირველადი იონიზაციის შედეგად დაბადებული ელექტრონი სუსტი ველის ზეგავლენით ძლევს მრავალჯერადი გაბნევის ქაოსს და ეცემა ანოდზე, ამ მოძრაობით იგი თავს აღწევს რეკომბინაციას გაზის დარჩენილ დადებით იონთან, რომელიც თავის მხრივ კათოდს ეფინება. წარმოქმნილ ელექტრონ-იონურ წყვილთა რაოდენობა საკმაოდ მცირეა, ამიტომაც U_0 ძაბვა და შესაბამისად, ველი



სურ. 15-1: გაზის იონიზაცია დამუხტული ნაწილაკის მიერ - იონიზაციური მთვლელები

$$E = \frac{U_0}{d} \quad \{15-1\}$$

საკმარისი უნდა იყოს მათ სრულად მოსაკრებად.

მუხტი, მოძრაობს რა ფირფიტა-ელექტროდის მიმართულებით, მათზე ახდენს საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტის ინდუცირებას, რომელიც R-წინაღობიდან იხსნება იმპულსის სახით გამაძლიერებელზე. თუ C არის ფირფიტის ტევადობა მიწის მიმართ, მაშინ მასზე U_0 ძაბვა ქმნის ენერგიას, რომელიც ორად შეიძლება გავყოთ - დარჩენილი U ძაბვისა და მოძრავი მუხტის პოტენციურ ენერგიებად:

$$w = \frac{1}{2} C \cdot U_0^2 = \frac{1}{2} C \cdot U^2 + N \cdot e \cdot \int_{x_1}^{x_2} E dx \quad \{15-2\}$$

აქ N იონიზაციური მუხტების რიცხვია, e- ელექტრონის მუხტი, x_1 x_2 მუხტების მდებარეობებია ველის მიმართულებით. პარალელურ ფირფიტებისათვის E ველი ერთგვაროვანია

$$\frac{N \cdot e \cdot U_0}{d} \cdot (x_2 - x_1) = - \frac{1}{2} C \cdot 2 \cdot U_0 \cdot \Delta U \quad \{15-3\}$$

$\Delta U = U - U_0$ იმპულსის სიდიდეა. კვადრატული წევრი გადავაგდეთ სიმცირის გამო. ამრიგად,

$$\Delta U = \frac{N \cdot e}{d \cdot C} \cdot \Delta x = \frac{N \cdot e}{d \cdot C} \cdot v_q \cdot \Delta t \quad \{15-4\}$$

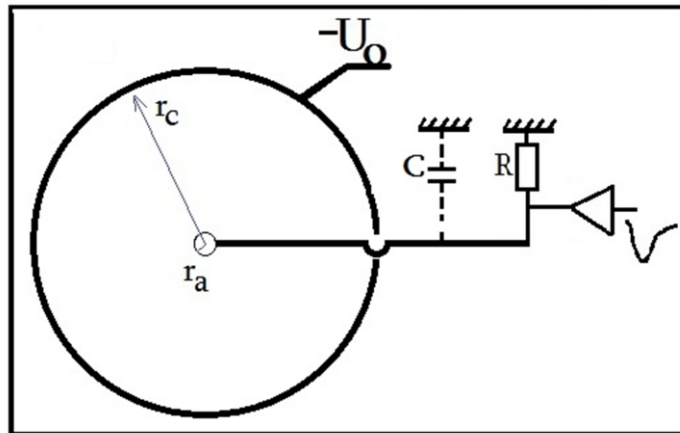
აქ v_d არის ელექტრონის ან იონის გადაადგილების სიჩქარე. მასათა სხვაობა ელექტრონსა და იონს შორის მათი მოძრაობის სიჩქარეში აისახება, შესაბამისად, Δt სიდიდე ელექტრონებისათვის ძალიან მცირეა. ელექტრული იმპულსი,

რომელიც გადაეცემა გამაძლიერებლის წრედს, ჯერ სწრაფად აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას

ელექტრონული კომპონენტის ხარჯზე, შემდეგ კი ხდება მდორე მატება იონური კომპონენტის კათოდთან მიახლოებით.

დიდი იმპულსის მისაღებად ფირფიტებს შორის მანძილის შემცირებაა საჭირო, რაც გარკვეული მანძილის შემდეგ წარმოშობს გარღვევის საშიშროებას. ამიტომაც

ბრტყელ-პარალელური მთვლელი ძალიან შეიცვალა ცილინდრულით, სადაც მუხტი მოძრაობს მილის ფორმის დეტექტორში ცენტრალური მავთულის და ცილინდრული კედლებისაკენ რადიალურად. r_c და r_a ცილინდრული კათოდისა და მავთულოვანი ანოდის რადიუსებია. კათოდზე მოდებულია უარყოფითი ძაბვა U_0 . ელექტრული ველის დამაბულობა ცილინდრის ღერძიდან r -მანძილზე განისაზღვრება ფორმულით:



სურ. 15-2: ცილინდრული მთვლელი ცენტრალური ანოდური მავთულით

$$E(r) = \frac{U_0}{r \cdot \ln(r_c/r_a)} \quad \{15-5\}$$

როგორც ვხედავთ, ველია არაა ერთგვაროვანი და იგი უფრო ძლიერია მცირე რადიუსებზე, მავთულის მახლობლობაში.

ელექტრონის დრეიფის სიჩქარე, როცა ის მოძრაობს გაზის მოლეკულებთან დაჯახებებს შორის, იზრდება მასზე მოდებული ძალის მიერ მინიჭებული აჩქარების შესაბამისად. ეს ძალა კი ელექტრული ველის დამაბულობის პროპორციულია. საბოლოოდ, დრეიფის სიჩქარე v_d შეიძლება ჩავთვალოთ E -ს პროპორციულად, ნორმალური პირობებისათვის, ანუ როცა გაზის წნევა ატმოსფერული წნევის მახლობლობაშია და ველი არ იწვევს დარტყმით იონიზაციას: $v_d \approx \mu \cdot E$. თავის მხრივ, დრეიფის დრო ცენტრიდან r_0 რადიუსზე დაბადებული ელექტრონისათვის გამოითვლება

$$\Delta t = \int_{r_1}^{r_0} \frac{dr}{v_d} = \int_{r_1}^{r_0} \frac{dr}{\mu E} = \frac{\ln(r_c/r_a)}{\mu U_0} \int_{r_1}^{r_0} r dr = \frac{\ln(r_c/r_a)}{\mu U_0} \cdot (r_0^2 - r_1^2) \quad \{15-6\}$$

ენერგეტიკული თანაფარდობა {15-2} გვაძლევს

$$\Delta U = - \frac{N \cdot e}{c} \cdot \frac{\ln(r_0/r_a)}{\ln(r_c/r_a)} \quad \{15-7\}$$

ამ ფორმულის მიხედვით, იონიზაციური მთვლელიდან მიღებული იმპულსის ამპლიტუდა მილაკში გავლის ადგილზე დამოკიდებულია ლოგარითმული თანაფარდობით. ბრტყელ-პარალელურ ფირფიტებიან მთვლელში წრფივი დამოკიდებულება გვექნება [15-1].

მივაქციოთ ყურადღება, რომ სიგნალის სიდიდე განისაზღვრება მთვლელის არეში შექმნილი მუხტით $N \cdot e$, რაც თავის მხრივ გამავალი ნაწილაკის ენერჯის პროპორციულია. ეს ნიშნავს, რომ იონიზაციური მთვლელებისაგან შექმნილი კალორიმეტრი ნაწილაკის ენერჯის განსაზღვრის საშუალებას იძლევა. გაზური გაძლიერების გარეშე მიღებული სიგნალი რთული გამოსარჩევია ფონად არსებული ელექტრული ხმაურისაგან და ამ დროს საჭიროა მკაცრი ტრიგერული გადარჩევა.

უწყვეტი გამოსხივების პირობებში თხელკედლიანი იონიზაციური მთვლელი დოზიმეტრის ფუნქციას ასრულებს. ატმოსფერულ წნევაზე α -ნაწილაკების ენერჯია საკმარისია იონიზაციისათვის. β -გამოსხივების დარეგისტრირებას შედარებით მომატებული წნევა დასჭირდება, რათა გაიზარდოს გაზის იონიზების ალბათობა საკმარისი მუხტის მოსაკრებად (სურ. 15-3).

თანამედროვე ექსპერიმენტებში სიგნალის დაბალი ამპლიტუდისა და მუხტის მოკრების დიდი დროის გამო იონიზაციური მთვლელები აღარ გამოიყენება.

• მთვლელები და კამერები პროპორციული რეჟიმში

პროპორციულ რეჟიმში მომუშავე მთვლელებში ძლიერი გარე ველის საშუალებით ადგილი აქვს ე.წ. მუხტის გაზურ გაძლიერებას. აქ პირველადი იონიზაციის შედეგად დაბადებული ელექტრონი ძლიერ ველში მოხვედრისას აგროვებს ენერგიას, საკმარისს გაზის სხვა ატომების იონიზაციისათვის. ამრიგად, ამგვარი გამრავლებების ჯაჭვი გადაიზრდება ელექტრონ-იონურ ღვარში. განვიხილოთ ამ პროცესების წარმართვა ცილინდრული r_c რადიუსის მთვლელისათვის, რომლის ღერძის გასწვრივ დაჭიმულია r_a რადიუსის წვრილი ანოდური მავთული. დავაკვირდეთ სურ.15-3-ზე გამოსახულ მრუდებს და აღნიშნულ ზონებს. Q - მოკრებილი მუხტის რაოდენობაა. დაბალი ძაბვებისათვის, ნულის მახლობლად, გამჭოლი ნაწილაკის მიერ გაზში შექმნილი ელექტრონ-იონური წყვილი პრაქტიკულად ისევ რეკომბინირდება, ან იკარგება დიფუზიის შედეგად (1) და სასიგნალო მავთულზე მუხტი არ ეფინება. ნულოვანი ველის პირობებში, წარმოქმნილი ელექტრონ-იონური წყვილები იწყებენ რა თერმულ მოძრაობას, სცილდებიან წარმოქმნის წერტილს. სწორედ ამას ვუწოდებთ **დიფუზიას**. ამ პროცესში დაჯახებების შედეგად იკარგება ენერგია და საბოლოოდ ხდება რეკომბინაცია, როცა ახლოს მოხვედრილი იონისა და ელექტრონის კულონური მიზიდვის ძალით ერთმანეთისკენ მიმართული სიჩქარის ვექტორის მდგენელი აჭარბებს თავისუფალი მოძრაობის სიჩქარის მოდულს. ოთახის ტემპერატურაზე ელექტრონის მოძრაობის სიჩქარე 10^6 სმ/წმ რიგისაა, მაშინ როცა მასიური იონის სიჩქარე 10^4 სმ/წმ-ს ვერ აჭარბებს. მოძრაობის კინემატიკა გვაძლევს, რომ წარმოქმნიდან t დროის შემდეგ დაბადების წერტილიდან x მანძილზე მოსული მუხტის სიდიდე გაუსის განაწილებას ექვემდებარება:

$$\frac{dN}{dx} = N_0 \cdot (4\pi Dt)^{-\frac{1}{2}} \cdot \exp(-x^2/4\pi D) \quad \{15-8\}$$

ამ განტოლებაში N_0 დაბადებული მუხტების რაოდენობაა, D - დიფუზიის კოეფიციენტი. ამ განაწილების საშუალო კვადრატული გადახრა

$$\sigma(x) = \sqrt{2Dt} \quad \{15-9\}$$

სივრცული იზოტროპულობის დროს მუხტების გაშლისათვის რადიალურ r მანძილზე ფორმულა გადაიწერება ამგვარად:

$$\sigma(r) = \sqrt{6Dt} \quad \{15-10\}$$

დიფუზიის კოეფიციენტი D განისაზღვრება

$$D = \frac{1}{3} v \cdot \lambda \quad \{15-11\}$$

აქ v დიფუზიის სიჩქარეა, λ კი თავისუფალი განარბენი. კლასიკური იდეალური გაზისათვის იგი გამოითვლება შემდეგნაირად:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{kT}{p\sigma_0} \quad \{15-12\}$$

T გაზის ტემპერატურა, p - წნევა, σ_0 გაზის მოლეკულების დაჯახების სრული კვეთა, ხოლო k - ბოლცმანის მუდმივა. m მასის ნაწილაკის გაზში მოძრაობის სიჩქარე განისაზღვრება

$$v = (8kT/\pi m)^{\frac{1}{2}} \quad \{15-13\}$$

ბოლო ორი ფორმულიდან {15-11} გვაძლევს დიფუზიის კოეფიციენტის გამოთვლის საშუალებას:

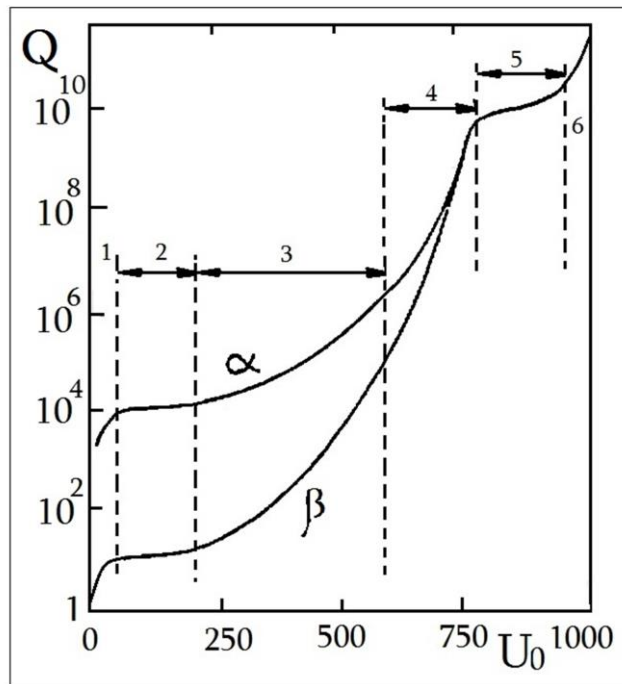
$$D = \frac{2}{3p\sigma_0} [(kT)^3/\pi m]^{\frac{1}{2}} \quad \{15-14\}$$

ეს ფორმულა გვიჩვენებს დიფუზიის კოეფიციენტის დამოკიდებულებას გაზის პარამეტრებზე, რაც მოცულობაში მუხტის გავრცელებაზე გვაძლევს ინფორმაციას.

ეს განხილვა ტარდებოდა ნულოვანი ძაბვის შემთხვევაში. ძაბვის მატება იწვევს უკვე წარმოქმნილი მუხტების ელექტროდებისაკენ მიმართვას. მათი ნაწილი უკვე რეკომბინაციას ვეღარ ასწრებს და მთვლელი აღნიშნავს მოსულ სიგნალებს. ეს მთვლელის იონიზაციური (2) რეჟიმია (სურ. 17-3). გარკვეული ძაბვიდან ანოდთან უკვე ყველა ის წარმოქმნილი ელექტრონი მოიზიდება, რომლებიც გადაურჩნენ რეკომბინაციას - ეს მთვლელის ეფექტურობის მიხედვით. შემდგომი კათოდური ძაბვის

მატება არ ცვლის თვლის სიდიდეს - მილაკში არაა სხვა მუხტები, ამიტომ მილაკი გვაძლევს იმდენ თვლას, რამდენიცაა გამჭოლ ნაწილაკთა რაოდენობა (3). მაგრამ ძაბვის ეს შემდგომი მატება „უკვალოდ“ არ იკარგება - ამ დროს მატულობს ანოდზე მოსული მუხტის ამპლიტუდა, ანუ იზრდება Q.

პირველადი იონიზაციით მიღებული ელექტრონები და იონები, მოძრაობენ რა დეტექტორის გაზურ გარემოში, განიცდიან მრავალჯერად დაჯახებებს ამ გაზური ნარევის მოლეკულებთან. ელექტრული ველი მათ ანიჭებს გარკვეულ აჩქარებას. მძიმე იონები დაჯახებისას პრაქტიკულად კარგავენ თავის ენერგიას, ხოლო ელექტრონები მცირე მასის გამო მხოლოდ ენერგიის მცირე ნაწილს გადასცემენ გაზის მოლეკულას, და აგრძელებენ ენერგიის შევსებას შემდგომ დაჯახებამდე. როცა



სურ. 15-3: ცილინდრულ მთვლელში მოკრებილი მუხტის დამოკიდებულება კათოდის ძაბვაზე α და β ნაწილაკებისათვის. 1-რეკომბინაციის უზანი; 2-იონიზაციის უზანი; 3-პროპორციული მთვლელი; 4-შეზღუდული პროპორციულობის უზანი; 5-გეიგერული უზანი; 6-ელექტრული გარღვევა

ველი E საკმარისად მაღალია, ელექტრონს მეორადი იონიზაციისათვის შეუძლია დააგროვოს მინიმალური ენერგია, რომელიც საჭიროა ელექტრონ-იონური წყვილის შესაქმნელად (ცხრილი /15-1/):

$$I_i = e \cdot E \cdot \lambda_i \quad \{15-15\}$$

სადაც λ_i განარბენია, საჭირო I_i ენერგიის შესაძენად. e ელექტრონის მუხტია. თუ მოცემული გაზისთვის თავისუფალი განარბენის სიგრძე არის λ_0 , გაზის იონიზაციის ალბათობა შეგვიძლია გამოვსახოთ:

$$W_i = e^{-\lambda_i/\lambda_0} \quad \{15-16\}$$

დარტყმითი იონიზაციის კოეფიციენტი α ასახავს სიგრძის ერთეულზე ელექტრონის ატომებთან დაჯახებების რაოდენობას, რომელთა დროს ხდება ელექტრონ-იონური წყვილის წარმოქმნა (ტაუნსენდის α კოეფიციენტი):

$$\alpha = \frac{W_i}{\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} e^{-\lambda_i/\lambda_0} = \frac{1}{\lambda_0} e^{-I_i/\lambda_0 eE} \quad \{15-17\}$$

თავისუფალი განარბენი λ_0 გაზის წნევის (P) უკუპროპორციულია ($\lambda_0 \sim 1/P$), მაშინ

$$\alpha \sim P \cdot e^{-\frac{bP}{E}} \quad \{15-18\}$$

სადაც b მუდმივაა. დარტყმითი იონიზაციის კოეფიციენტი α გაზის წნევის პროპორციულია. ამ დროს ჩვენ გვქონდა დაშვება, რომ საკმარისი ენერგიის შემთხვევაში გაზის მოლეკულის იონიზაციის ალბათობა 1 ტოლია, ასევე დიფუზიის სიჩქარე გაცილებით ნაკლებია ველისგან ინიცირებული მოძრაობის სიჩქარეზე. დარტყმითი იონიზაციის შედეგად დაბადებული ელექტრონ-იონური წყვილების ელექტრონებს ველი ასევე ამოძრავებს ანოდისაკენ და რადგან ძლიერი ველია, ელექტრონები ისევ აგროვებენ დარტყმითი იონიზაციისათვის საკმარის ენერგიას. ამგვარად, ძლიერ ელექტრულ ველში მეორადი იონიზაციის შესაძლებლობა წარმოშობს ელექტრონ-იონურ ღვარს და ეს ანოდურ მავთულზე დიდი მუხტის შეკრებას განაპირობებს. ამ მოვლენას **გაზური გაძლიერება** ეწოდება და მისი მახასიათებელია გაზური გაძლიერების კოეფიციენტი, განსაზღვრული, როგორც ანოდიდან მიღებული მუხტის სიდიდე (N), შეფარდებული პირველადი იონიზაციისას შექმნილი მუხტის სიდიდესთან (N_0):

$$m = N/N_0 \quad \{15-19\}$$

ცილინდრული მთვლელის შემთხვევაში ველი რადიალურად იცვლება, ანუ E არის კოორდინატის ფუნქცია $E(x)$, შესაბამისად α -ც არის დამოკიდებული კოორდინატაზე - $\alpha(x)$, ჩვენს შემთხვევაში x არის რადიუსი.

ერთი ელექტრონი dx შრეში, რომელიც x მანძილზეა პირველადი იონიზაციის x_0 კოორდინატიდან, მეორადი იონიზაციებით ბადებს $\alpha(x)dx$ რაოდენობის ელექტრონს. N ელექტრონიდან წარმოიქმნება $N(x)\alpha(x)dx$ რაოდენობა. მთელ მანძილზე 0-დან (ანოდიდან) x_0 -მდე (პირველადი იონიზაციის ადგილი) ინტეგრალი გვაძლევს სრული მუხტის სიდიდეს:

$$\int_0^x \alpha(x) dx = \ln \frac{N(x_0)}{N(0)} = \ln \frac{N}{N_0} \quad \{15-20\}$$

აქედან კი გაზური გამლიერების კოეფიციენტისათვის ვიღებთ:

$$m = \frac{N}{N_0} = e^{(\int_0^x \alpha(x) dx)} \quad \{15-21\}.$$

აქ ვხედავთ, რომ ფიგურირებს კოორდინატა, ანუ გაზური გამლიერების შედეგი დამოკიდებული უნდა იყოს პირველადი იონიზაციის ადგილზე. სინამდვილეში, $\alpha(x)$ არის ფუნქცია ელექტრული ველის დამაბულობის $E(x)$. ელექტრული ველის დამაბულობა ცილინდრის ღერძიდან r რადიუსზე $E(r)$ მოიცემა ფორმულით {15-5}. იონიზაციისათვის საჭირო ველის დამაბულობა ყალიბდება ანოდური მავთულის უშუალო სიახლოვეში, რამდენიმე r_a მანძილზე, ამიტომაც კოორდინატული კორელაცია არ შემოდის. დამოკიდებულება რჩება მხოლოდ პირველადი იონიზაციის სიდიდეზე, ამიტომაცაა, რომ პროპორციული რეჟიმი გამჭოლი ნაწილაკის ენერჯიის განსასაზღვრავად გამოყენებადია [15-2]. არის ერთი ნიუანსი - როცა კათოდის დიამეტრი დიდია, პირველადი იონიზაციის ელექტრულ კომპონენტაზე მოქმედებს სუსტი ველი, მის მიერ ანოდისკენ მიმართული სიჩქარის მდგენელი დაბალია და არის საშიშროება, რომ დიფუზიის გამო ეს ელექტრონი დაიკარგოს გაზური გამლიერების პროცესიდან. ეს ნიშნავს, რომ დიდი ზომის მთვლელის ეფექტურობა ანოდიდან შორს გამავალი ნაწილაკების რეგისტრაციისათვის უფრო დაბალი იქნება, ვიდრე ახლო რადიუსებიანებისათვის.

გაზური გამლიერების დროს ელექტრონები გაზის ატომებიდან იწვევენ მეორად იონიზაციას. დარტყმის შედეგად ენერჯიის გადაცემის მომენტსა და აღზნებული ატომიდან ელექტრონის ამოვარდნის მომენტამდე დრო გაზის სისწრაფეს ახასიათებს. მაღალი დატვირთვების შემთხვევაში არჩევანი „სწრაფი“ გაზებისკენ იხრება. ელექტრონები, რომლებიც იონიზაციების პროცესში იბადება გაზში, ყოველთვის ვერ აღწევენ ანოდამდე. ადგილი აქვს რეკომბინაციას, ანუ როცა ელექტრონი უბრუნდება გაზის დადებით იონს. ამ მოვლენის გარდა, ელექტრონი შეიძლება ჩაჭერილი იქნას ე.წ. ელექტროუარყოფითი გაზური მინარევის მოლეკულის მიერ. ამ დროს თავისუფალი ელექტრონი ხვდება ამგვარი გაზის ატომის შეუვსებელ გარე ორბიტაზე, „მძიმდება“ და ეთიშება გაზური გამრავლების პროცესს. მაღალი ელექტროუარყოფითობა ახასიათებს წყლის ორთქლს, ჟანგბადს... უარყოფითი მძიმე იონი (O_2^- , H_2O^- ...) კი ნაკლებად მოძრავია და ღვარს ვერ წარმოქმნის. როცა ამგვარი კარგვა ხდება პირველადი იონიზაციის ელექტრონებში, გაზური გამლიერების მთელი შტო იკარგება და საბოლოო მუხტის სიდიდე მკვეთრად ეცემა. ამიტომაცაა, რომ კამერის რეჟიმის შესანარჩუნებლად გამოიყენება გაზები, რომლებიც წინასწარ გაწმენდილია არა მარტო მექანიკური მინარევებისაგან, არამედ უცხო გაზების ატომებისაგანაც. გაზურ კამერებში ყოველთვის ძირითადია ინერტული, ერთატომიანი გაზები. საწარმოები საკმაოდ მაღალი სისუფთავის გაზებს იძლევიან. მეორეს მხრივ, იონმა, რომელმაც მიაღწია კათოდს, შეიძლება კათოდის ზედაპირიდან ელექტრონის ემისია მოახდინოს, რომელიც თავიდან აღძრავს ღვარსა და ცრუ იმპულსს. ამგვარი ეფექტის ჩასახშობად ინერტულ გაზს უმატებენ მეთანს (CH_4),

იზობუთანს (C_4H_{10}), ყველაზე მარტივია ნახშირორჟანგის (CO_2) დამატება, რადგან არაა აალეზადი გაზი და უსაფრთხოა. ამ მინარევების დამატებით პროპორციული რეჟიმი უფრო სტაბილური ხდება, გაზური გაძლიერების კოეფიციენტი ძაბვების უფრო ფართო ინტერვალში რჩება უცვლელი, რაც დეტექტორის მუშაობის დროს ძაბვის ფლუქტუაციის ეფექტს ანეიტრალებს.

გაზური გაძლიერების პროცესში, მაღალ კათოდურ ძაბვებზე მეორად იონიზაციას ახლავს აგრეთვე ფოტონური კომპონენტის გამოსხივება აღზნებული ატომებიდან. ფოტონების ენერგია საკმარისია დამატებითი იონიზაციისათვის და შესაბამისად, ყალიბდება მძლავრი მუხტი. იმისათვის, რომ ეს მუხტი ფოტონების საშუალებით არ გავრცელდეს კამერის სხვა უბნებში, საჭიროა მათი ჩაჭერა ელექტრონის ამოგდების გარეშე. ეს ფუნქცია აკისრია გაზურ ნარევი ე.წ. „ჩამქრობ“ დანამატებს. ეს შეიძლება იყოს როგორც არაორგანული გაზი, ასევე ორგანული დანამატები მათი ორთქლის სახით (მეთილალბი, იზოპროპილის სპირტი...). ჩამქრობის პროცესი მარტივად რომ გამოვხატოთ, მდგომარეობს შემდეგში: გამოსხივებული ფოტონი ეჯახება რა ამ მინარევის მოლეკულას, იწვევს მოლეკულის დისოციაციას - გახლეჩას ორ იონად, და არა ელექტრონის ამოგდებას. იონები სიმძიმის გამო ვერ ქმნიან ღვარებს, ხოლო დამცემმა ფოტონმა ამ გზით დაკარგა ენერგია ისე, რომ თავისუფალი ელექტრონი გაზში აღარ მოუცია. ეს ეფექტი თვითმქრობად სტრიმერულ რეჟიმშია აქტუალური და იგი ქვემოთ განიხილება. ჩამქრობი და ელექტროუარყოფითი გაზური მინარევი ასევე საჭიროა კათოდთან შესაძლო მეორადი ელექტრონული ემისიის ჩასახშობად.

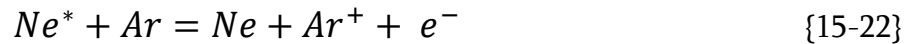
ამგვარად, მოყვანილი მითითებები საჭიროა გაზური ნარევის ასარჩევად. დეტექტორის მუშაობის დროს ინერტული გაზი არ განიცდის ცვლილებას, მაგრამ მინარევები „ჭუჭყიანდება“ - დისოციაცია იწვევს ნარევის მახასიათებლების არევას. გრძელმოლეკულებიანი გაზი შეიძლება ამ დროს სხვა ქიმიური სახით მოგვევლინოს. ამიტომაც კამერის მუშაობის დროს ამგვარი გაზის მუდმივი ცვლა არის საჭირო. ცვლის ინტენსივობა კამერის დატვირთვაზე დამოკიდებული - დიდი დასხივება დეტექტორის გაზს უფრო მალე ანაგვიანებს.

უკვე იყო საუბარი იონიზაციის პროცესზე, როგორც ელექტრონ-იონური წყვილის წყაროზე. ამჯერად განვიხილოთ, თუ როგორ ხდება გამჭოლი ნაწილაკის მიერ დეტექტორის გაზის იონიზაცია.

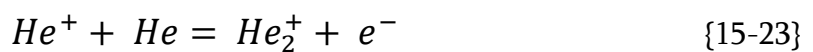
ცხადია, ყველანაირი მექანიზმი იწყება დამუხტული ნაწილაკის გაზის მოლეკულასთან დაჯახებით. დამცემი ნაწილაკის დაბალი ენერგიის შემთხვევაში დრეკად დაჯახებას აქვს ადგილი და შესაბამისად, იონიზაცია არ ხდება. ეს იმიტომ, რომ მოცემულ ატომს, საიდანაც უნდა ამოვარდეს ელექტრონი, აქვს ენერგეტიკული ბარიერი, ანუ მინიმალური მაიონიზებელი ენერგიაა საჭირო თავისუფალი ელექტრონის მისაღებად. ეს სიდიდეები სხვადასხვა გაზისთვის /15-1/ ცხრილიდან შეგვიძლია ავიღოთ [15-3].

მინიმალურზე მეტი ენერგიის ნაწილაკი ახდენს ატომის გადაყვანას აღზნებულ მდგომარეობაში. აქაც, გადაცემული ენერგიის მიხედვით, შეიძლება მოხდეს ზედაპირული, სავალენტო დონიდან ელექტრონის ამოგდება, ან ღრმა ორბიტის აღზნება - ელექტრონის გადასვლა შიდა, ენერგეტიკულად უფრო მაღალ დონეზე. აღზნების მოხსნა ხდება ულტრაიისფერი ზონის ფოტონის გამოსხივებით, რომელმაც შემდგომ შეიძლება ისევ გამოიწვიოს ძირითადი გაზის

იონიზაცია. კიდევ ერთი მექანიზმი, რომელიც წარმოშობს ელექტრონ-იონურ წყვილს, ესაა ე.წ. პენინგ-ეფექტი. აღზნებული ატომი შეიძლება რიგი სპინ-ლუწობების აკრძალვების გამო ვერ დაუბრუნდეს საწყის მდგომარეობას ფოტონის გამოსხივებით. მაგრამ აღზნება მოიხსნება მეორე, ერთატომიანი გაზის ატომთან დაჯახებისას, რომელზეც გადავა ეს ენერგია, და ამოვარდება ვალენტური ელექტრონი. მაგალითად, ნეონ-არგონის ნარევეში შესაძლებელია ენერგიის გადაცემის ამგვარი პროცესი:



მომდევნო მექანიზმია ინერტული გაზის დადებითი იონის მიერ მოლეკულური ბმის ჩამოყალიბება იგივე გაზის ნეიტრალურ ატომთან, ელექტრონის ამოგდებით. მაგალითად, ჰელიუმისათვის:



ზუსტად ერთნაირი გამჭოლი დამუხტული ნაწილაკები დეტექტორის გაზის გავლის შემდეგ არ ტოვებენ ზუსტად ერთი და იმავე რაოდენობის ელექტრონ-იონურ წყვილებს. ეს სტატისტიკური სიდიდეა, თუმცა შეფასება, თუ რამდენი წყვილი დაიბადება, მაინც საჭიროა შემდგომი გათვლებისათვის. ატომზე გადაცემული ენერგია იონიზაციას ან აღზნებას ხმარდება. ცხრილი /15-1/ აჩვენებს ამ ენერგიათა მნიშვნელობებს სხვადასხვა გაზებისათვის.

როგორც ვხედავთ, მნიშვნელოვანი განსხვავება გაზებს შორის ამ მხრივ არ დაიკვირვება $\langle w \rangle \approx 30$ ევ. აქ წყვილის წარმოქმნის ყველანაირი მექანიზმია ჩადებული. არაა ასევე გამოკვეთილი საშუალო ენერგიის დამოკიდებულება გამავალი ნაწილაკის ტიპზე.

ცხრილი /15-1/

გაზი	აღზნების პოტენციალი [ევ]	იონიზაციის პოტენციალი [ევ]	საშუალო ენერგია $\langle w \rangle$ ელექტრონ-იონური წყვილის შესაქმნელად [ევ]
H ₂	10.8	15.4	37
He	19.8	24.6	41
N ₂	8.1	15.5	35
O ₂	7.9	12.2	31
Ne	16.6	21.6	36
Ar	11.6	15.8	26
Kr	10	14	24
Xe	8.4	12.1	22
CO ₂	10	13.7	33
CH ₄		13.1	28
C ₄ H ₁₀		10.8	23

კონკრეტულ გაზში წყვილის მისაღებად საჭირო საშუალო ენერგიით განისაზღვრება დეტექტორის ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა. თუ

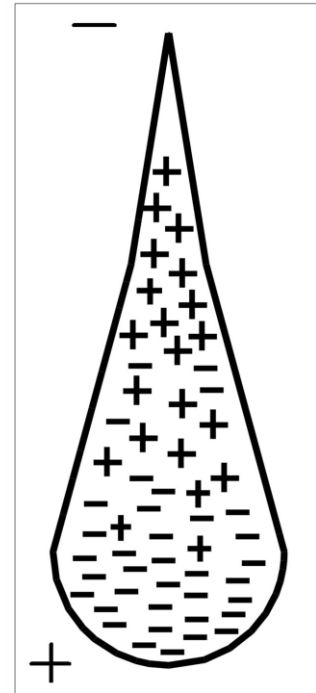
გავითვალისწინებთ ფანო-ფაქტორს (F), მაშინ ენერჯის განსაზღვრის სიზუსტე გამჭოლი ნაწილაკის E ენერჯის შემთხვევაში შეიძლება შეფასდეს ფორმულიდან:

$$R = \sqrt{\frac{F \cdot w}{E}} \quad \{15-24\}$$

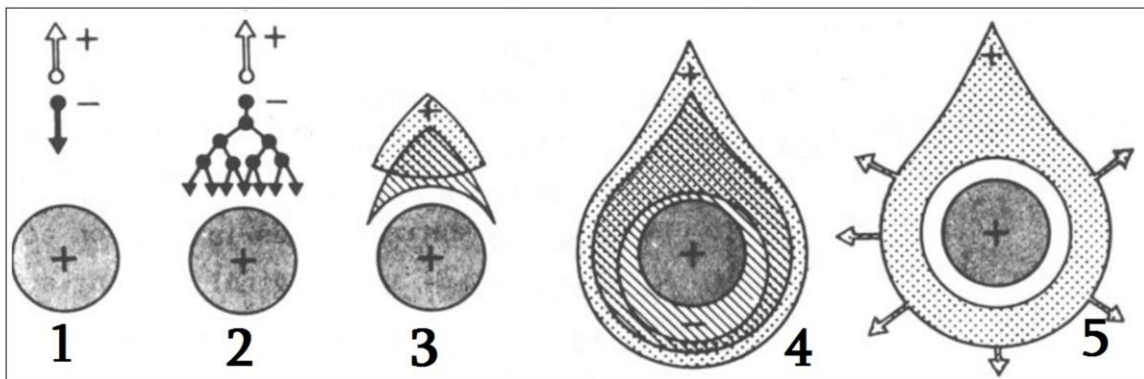
ფანო-ფაქტორი F არის სიდიდე, რომელიც ფუნქციაა ყველა იმ პროცესისა, რომელიც ხდება გარემოში ნაწილაკის მიერ ენერჯის კარგვისას. ის დეტექტორის გარემოს მახასიათებელია (ამ შემთხვევაში გაზის ნარევის). F- სიდიდის თეორიულად გამოსათვლელად უამრავი მექანიზმის და კორელაციის გათვალისწინებაა საჭირო, ამიტომ უფრო გამოიყენება ემპირიულად მიღებული ცხრილები [15-3]. ნახევარგამტარებისა და გაზებისთვის $F < 1$, რაც ზრდის ენერჯის განსაზღვრის სიზუსტეს.

გაზში ელექტრონ-იონური ღვარის განვითარება საკმაოდ კარგადაა შესწავლილი [15-1,3]. ღვარის სივრცული განვითარებისას ანოდური მავთულის მახლობლობაში ელექტრონ-იონური კომპონენტების ნარევი წვეთურ ფორმას იძენს. მის ვიწრო ნაწილში ნაკლებად მოძრავი მასიური იონები ჭარბობენ, ხოლო წვეთის წინა, განიერი ნაწილი სწრაფი ელექტრონებითაა გაჯერებული (სურ.15-4).

ანოდური იმპულსის უფრო დეტალურმა შესწავლამ აჩვენა, რომ სიგნალი შედგება რამდენიმე მოკლე იმპულსისაგან, რომლებიც ცალკეული ღვარებიდან წარმოიშვება. ისინი პირველადი იონიზაციის დროს დაბადებული სხვადასხვა ელექტრონებისაგან წარმოიშვებიან. ეს ცალკეული ღვარები ერთიმეორეს მიყოლებით დრეიფობენ ანოდური მავთულისაკენ და ამგვარად აყალიბებენ ერთიან სიგნალს.



სურ.15-4: ღვარის წვეთური ფორმა გაზურ დეტექტორში



სურ. 15-5: პროპორციულ რეჟიმში ანოდურ მავთულზე მუხტის მოსვლის ეტაპები,

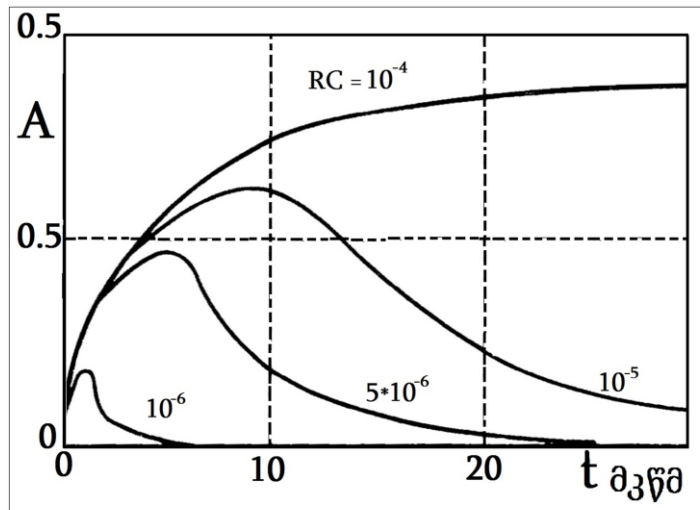
მთვლელში გაზური განმუხტვის ამგვარი განვითარებისას ანოდური მავთულიდან სიგნალის სიდიდე პირველადი იონიზაციის დროს დაბადებული ელექტრონების რაოდენობაზეა დამოკიდებული, ეს კი თავისთავად გამჭოლი

ნაწილაკის იმპულსითაა განპირობებული. ამგვარმა თანაფარდობამ მთვლელის მუშაობის რეჟიმის სახელიც განსაზღვრა: **პროპორციული** - ესე იგი, სიგნალის სიდიდე გამჭოლი ნაწილაკის ენერჯის პროპორციულია.

სურ.15-5-ზე ნაჩვენებია ანოდურ მავთულზე მუხტის მოსვლის ეტაპები, რომელიც აღწერილია ჯ.შარპაკის მიერ [15-1,4]. ელექტრონ-იონური წყვილი, მიღებული პირველადი იონიზაციით (1), იწყებს რა მოძრაობას მთვლელის ელექტრულ ველში, წარმოქმნის ღვარს, რომლის ელექტრონული კომპონენტა სწრაფად უახლოვდება ანოდურ მავთულს (2), გზაზე კი რჩება ნაკლებად მოძრავი იონური ღრუბელი (3). მავთულის გარშემო იწყება მეორადი იონიზაციის ინტენსიური პროცესი (4), რასაც ელექტრული ველის დამაბულობის მაღალი სიდიდე უზრუნველყოფს. ელექტრონები, წარმოქმნილი ამ ღვარში, გაიწოვება ანოდური მავთულის მიერ (5).

გამჭოლი ნაწილაკის მოსვლის მომენტიდან ელექტრონების ანოდურ მავთულთან ახლოს მისვლამდე გარკვეული დროა საჭირო, რომ გადაიკვეთოს მთვლელის მოცულობა. ამ პროცესს ეწოდება

ელექტრონების **დრეიფი** და შემდგომში იგი ხშირად იქნება გამოყენებული. დრეიფის დრო პირველ რიგში მთვლელის კათოდის დიამეტრით განისაზღვრება, ასევე გაზის „სისწრაფით“. მეორე ეტაპია ელექტრონული კომპონენტის დაფენა ანოდურ მავთულზე, რაც სიგნალის ამპლიტუდის სწრაფ, მაგრამ მცირე ნაწილს შეადგენს. ელექტრონები, ეფინება რა ანოდს, იწვევს C ტევადობის დამუხტვას,



სურ.15-6: სიგნალის ფორმა RC-ს მიხედვით

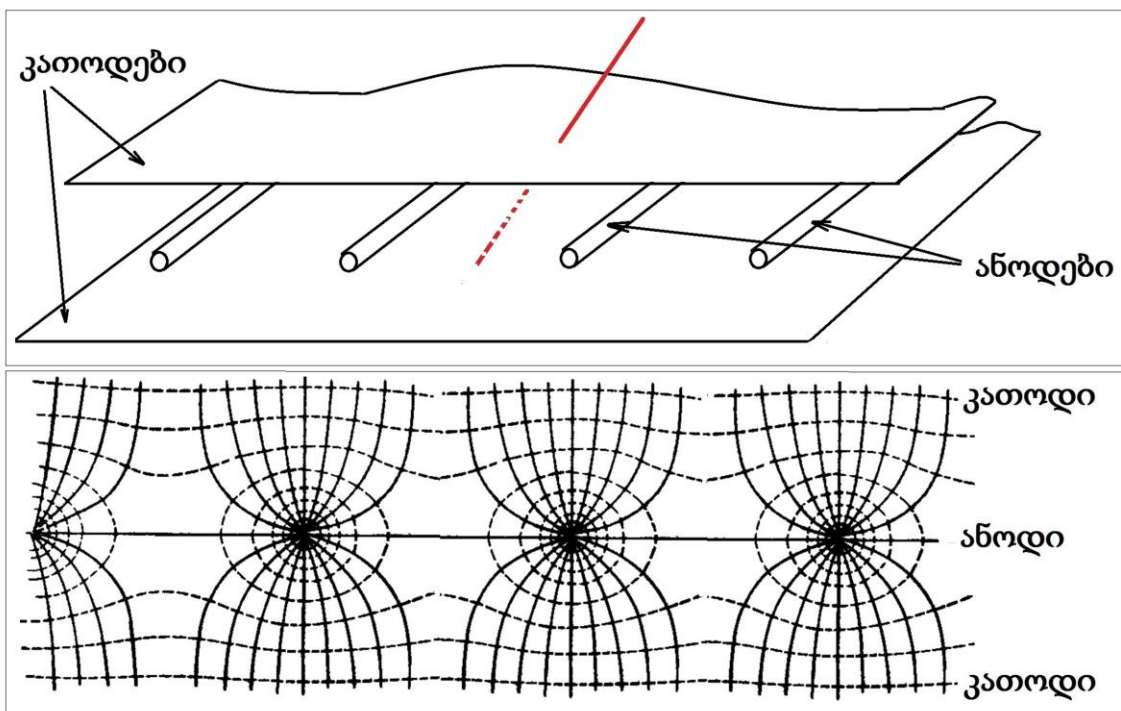
რომელიც აქვს ანოდ-კათოდურ სისტემას (სურ.15-2). თუ R-წინააღობა დიდია, მისი გავლით ნაკლები მუხტი გაიჟონება. ამასთან პარალელურად მიდის იონების კათოდისკენ მოძრაობის პროცესი და მათ მიერ ღვარის ელექტრონების „ჩაჭერის“ ძალა თანდათან სუსტდება. მესამე ეტაპი იონური ღრუბლის კათოდისკენ მოძრაობა და მასზე დაფენაა. ღრუბელი მდორედ ეფინება კათოდს, დიდი მუხტის მოსვლა გამოწვეულია სრული პოტენციური სხვაობის გავლით, ანოდიდან კათოდამდე (გავიხსენოთ, ელექტრონ-იონური მეორადი წყვილები იბადება ანოდის უშუალო მახლობლობაში). იონების კათოდზე ნეიტრალიზაცია იწვევს ღვარის ჩაქრობას. ტევადობა სრულად განიმუხტება R წინააღობაზე და ფორმირდება სიგნალი. რაც მეტია R, მით ნაკლები მუხტი გაიჟონება იონური ღრუბლის კათოდისკენ მოძრაობის პერიოდში და C ტევადობა მაქსიმალურად შეივსება, თუმცა დიდი R საგრძნობლად ზრდის იმპულსის სიგრძეს. აქ ხდება ერთგვარი თამაში - ვამცირებთ იმპულსის ხანგრძლივობას, სამაგიეროდ გვიმცირდება სიგნალის ამპლიტუდა, და პირიქით. რეალურ დეტექტორისთვის

ხდება RC წრედის ოპტიმიზირება - თუ გვაქვს მგრძობიარე წინაგამაძლიერებელი და დაბალი ფონი, შეიძლება დაბალი ამპლიტუდის სიგნალზე სწრაფი მუშაობა (სურ.15-6).

ცხადია, სიგნალის ფრონტი გამოიყენება სწრაფი დეტექტირების აუცილებლობის დროს. ხოლო როცა საჭიროა ენერჯის განსაზღვრა, სრული მუხტის გაზომვაა ხდება და ამ შემთხვევაში მთვლელი შედარებით ნელა იმუშავებს.

გაზური გამლიერების პროპორციულ რეჟიმში მომუშავე დეტექტორები დღეს აქტიურ გამოყენებაშია და კიდევ დიდხანს იქნება ექსპერიმენტული დანადგარების მთავარი ელემენტი, როგორც დამოუკიდებელი პროპორციული, დრეიფული, მაღალ წინაღობის სიბრტყეებიანი კამერები, ასევე როგორც შემადგენელი ნაწილები დრო-პროექციული კამერის, გარდამავალი გამოსხივების დეტექტორების და ა.შ.

პროპორციული კამერები. გასული საუკუნის 60-იან წლებში ჯ.შარპაკის მიერ შემოთავაზებული იყო დეტექტორების შექმნის სრულიად ახალი ტექნოლოგიური გადაწყვეტა [15-4]. მისი არსი მდგომარეობს იმაში, რომ თუ ერთმანეთთან მიწყობით განლაგებულ მთვლელებს გავაერთიანებთ ერთ გაზურ



სურ.15-7: პროპორციული კამერის სქემა, ველის დასაზღვრები და ეკვიპოტენციური ზონები

მოცულობაში, ანუ გვექნება პარალელურად განთავსებული სასიგნალო (ანოდური) მავთულების სიბრტყე, და კათოდები კი იქნება ანოდური სიბრტყის ორივე მხარეს პარალელურად გაჭიმული ელექტროგამტარ-ზედაპირიანი ფოლგები, ან მავთულები, მაშინ თითოეული სასიგნალო მავთული იმოქმედებს მეზობელი მავთულისგან დამოუკიდებლად - ეს მარტივად დასტურდება იმ გარემოებით, რომ ელექტრონ-იონური ღვარის შექმნა ხდება მავთულის უშუალო

სიახლოვეს, რამდენიმე დიამეტრის არეში. 20÷50 მკმ დიამეტრიანი ანოდური მავთულებისათვის 2 მმ დისტანციაზე განთავსებული მეზობელი ანოდი ღვარის შესაქმნელ ველზე გავლენას ვერ ახდენს. სურ.15-7-ზე მოცემულია დეტექტორის ზოგადი კონფიგურაცია და ელექტრული ველის ძალწირების განაწილება და ეკვიპოტენციური ზედაპირების დონეები კამერის ჭრილში.

ძალწირების ფორმა გვეუბნება, თუ როგორ გადაადგილდება ელექტრონიონური ღვარი კამერის მოცულობაში. გამჭოლი ნაწილაკის მიერ შექმნილი იონიზაციის წყვილი გაზური გამრავლების შემდეგ იძლევა მუხტს რომელიმე ანოდურ მავთულზე (შესაძლებელია მუხტის აღძვრა უახლოეს მეზობელ ანოდურ მავთულზე).

რადგან თითოეული ანოდური მავთული „დამოუკიდებელი“ მთვლეელია, დეტექტორების პრინციპის განხილვა შეიძლება გაგრძელდეს ისევ მთვლელისათვის. მაგალითად, დეტექტორის გეომეტრია სამუშაო გაზის თვისებებთან პირდაპირ კავშირში არაა. ამიტომაც, მოცემული დეტექტორისათვის გაზის ან გაზური ნარევის არჩევისათვის საკმარისია კვლევები ჩატარდეს მთვლელზე და არა ორიგინალ კამერაზე.

დეტექტორის წინასწარი მოდელირებისას პირველ რიგში უნდა იქნას გათვალისწინებული, თუ რა ტიპისა და ენერგიის დასარეგისტრირებელ ნაწილაკებთან ექნება დეტექტორს საქმე. გაზის წნევაზე, ატომურ ნომერზე ან მოლეკულაში ატომური ბმების ტიპებზეა დამოკიდებული გამჭოლი ნაწილაკის მიერ ამ გაზში შექმნილი იონიზაციის სიდიდე - ელექტრონიონური წყვილების რაოდენობა. ამით კამერის ეფექტურობა განისაზღვრება. ანოდ-კათოდური დიდი ჭრილი გამჭოლი ნაწილაკისაგან მეტ იონიზაციურ წყვილს გვაძლევს. სამაგიეროდ ამ დროს დეტექტორის დატვირთვას ვერ გავზრდით - შორი მუხტის ანოდზე მოკრებას მეტი დრო სჭირდება.

ანოდზე მისული მუხტის სიდიდის წინასწარი შეფასება საჭიროა სასიგნალო ელექტრონიკის პარამეტრებთან შესათანხმებლად. ელექტრომაგნიტური ხმაურის ჩასახშობად სიგნალს მიმღებ ელექტრონიკაში მოსახვედრად ე.წ. ზღურბლის გადალახვა სჭირდება. ამისათვის არის საჭირო მაღალი ამპლიტუდის სიგნალი. მისი სიდიდეს გაზური გამლიერების კოეფიციენტი უზრუნველყოფს, რომელიც თავის მხრივ გაზის სიმკვრივით, ანოდური მავთულის დიამეტრით, კათოდური ძაბვითა და გაზური მინარევების არსებობით განისაზღვრება.

განვიხილოთ, თუ როგორ უნდა აისახოს გამჭოლი ნაწილაკის კოორდინატა მთვლელიდან თუ კამერიდან მიღებულ იმპულსში. დეტექტორი ყოველთვის მზადდება დასმული ფიზიკური ამოცანის მიხედვით. მთვლელის რეჟიმში დეტექტორისგან მოითხოვება გამჭოლი ნაწილაკების რაოდენობის აღრიცხვა. ამ ტიპის ამოცანა შეიძლება იყოს ტრიგერული სისტემიდან გამომდინარე, როცა საჭიროა ნაწილაკის მოცემულ ადგილას გავლის დროში იდენტიფიცირება. მეორეს მხრივ, თუ ჩვენ ვიცით სასიგნალო მავთულის სივრცული კოორდინატები, მაშინ მთვლელ ცილინდრში გავლისას ნაწილაკის სივრცული კოორდინატის შეფასება შეგვიძლია - როცა არის სიგნალი მთვლელიდან, ეს ნიშნავს, რომ ნაწილაკის კოორდინატა X არის სასიგნალო მავთულის კოორდინატა X_w , მილის რადიუსის სადარი სიზუსტით:

$$X = X_w \pm \Delta X_w \pm r_c \quad \{15-25\}$$

აქ ΔX_w სასიგნალო მავთულის კოორდინატის გაზომვის სიზუსტეა. ცხადია, რაც ნაკლებია მილის რადიუსი r_c , მით ნაკლებია საბოლოო ცდომილება, ანუ მეტია სიზუსტე. r_c სიდიდე არ შეიძლება ძლიერ შემცირდეს, რადგან დაირღვევა მთვლელის მუშაობის რეჟიმი. თუ ნაწილაკის მოძრაობის მიმართულეა სივრცეში წინასწარ არაა განსაზღვრული, მაშინ მის „დასაჭერად“ საჭიროა მთელი ზონის გადაფარვა მთვლელებით. ამგვარი ექსპერიმენტული გადაწყვეტები უცხო არ იყო ადრეული ეტაპის დანადგარებისათვის. თანამედროვე პერიოდშიც, მართალია პროპორციული მთვლელებით არა, მაგრამ სცინტილაციური ჰოდოსკოპები ნაწილაკების რეგისტრაციისა და უხეში კოორდინატების მისაღებად ხშირად გამოიყენება.

ანოდთან მოხსნილი სიგნალი არის ნაწილაკის კოორდინატის განმსაზღვრელი - თუ b - ანოდურ მავთულებს შორის ბიჯია, მაშინ შეგვიძლია {15-25} ფორმულის მსგავსად, კოორდინატი ბრტყელ-პარალელური კამერისათვის გამოვსახოთ შემდეგნაირად:

$$X = (X_R \pm \Delta X_R) + (d \pm \Delta d) + n_a \cdot b \pm \frac{1}{2}b \quad \{15-26\}$$

აქ პირველი წევრი X_R კამერის რეპერული წერტილის კოორდინატა და მისი გაზომვის ცდომილებაა, d - რეპერული წერტილიდან პირველ მავთულამდე მანძილია თავისივე ცდომილებით), n_a ანოდური მავთულის ნომერია, რომლიდანაც მოვიდა სიგნალი, ბოლო წევრი კი ბიჯის ნახევარი - ეს ცდომილებაა, რომელიც გამოსახავს მავთულებს შორის ნაწილაკის გავლის ადგილის განუზღვრელობას. პირველი წევრის სიზუსტე დამოკიდებულია კამერის გეოდეზიური პოზიციონირების ხარისხზე. მეორე წევრში მაღალი სიზუსტე კამერის დამზადების მაღალი კლასით განისაზღვრება. 2 მილიმეტრიან ბიჯიანი კამერა საუკეთესო შემთხვევაში გვაძლევს 1მმ ცდომილებას - ეს თანამედროვე ექსპერიმენტებისათვის ძალიან მაღალი უზუსტობაა. ამ პრობლემას ნაწილობრივ გვერდი ევლება რამდენიმე სასიგნალო სიბრტყის შექმნით, რომლებიც ერთმანეთის მიმართ წანაცვლებულნი არიან ბიჯის ნაწილით. მაგალითად, 3 სასიგნალო სიბრტყე, წანაცვლებული $b/3$ მანძილებით ერთმანეთის მიმართ, ცდომილებას 3-ჯერ ამცირებს. ფაქტობრივად ეს არის კამერა სამჯერ ნაკლები ბიჯით, უბრალოდ ანოდური სიბრტყეები განცალკევებულია სივრცულად (გასათვალისწინებელია, რომ ამ დროს 3-ჯერ იზრდება სიგნალის ძვირადღირებული მიმღებ-დამმუშავებელი ელექტრონიკა).

აქამდე საუბარი იყო მხოლოდ ერთი კოორდინატის მიღებაზე - მავთულების გაჭიმვის პერპენდიკულარული მიმართულეებით. თუ ფიზიკური ამოცანა მოითხოვს მეორე კოორდინატის განსაზღვრას, მაშინ კეთდება დამატებითი ანოდური სიბრტყე, 90° კუთხეზე მობრუნებული პირველი ანოდური სიბრტყის მიმართ. დიდი ზომის კამერებში, ასევე მთვლელებშიც, არის მეორე კოორდინატის ამოღების საშუალება დამატებითი სიბრტყის გარეშეც. ეს ხერხდება მავთულის ორივე მხარეს სწრაფი წამკითხველი ელექტრონიკის განთავსებით - სიგნალების მოსვლათა დროებს შორის სხვაობა საშუალებას იძლევა

გამოითვალოს მავთულის გასწვრივ ღვარის მოსვლის წერტილის კოორდინატა. როგორც წესი, ეს საკმაოდ უხეშ (დიდ ცდომილებიან) მიახლოებას იძლევა.

პროპორციული კამერიდან კოორდინატის მიღების სიზუსტე ძლიერაა დამოკიდებული კამერის დამზადების ხარისხზე, თუ რამდენად სწორადაა დაცული დამზადების დროს ანოდურ მავთულთა შორისი ბიჯი. ეს ტექნოლოგიური საკითხი მაღალი სიზუსტის ხრახნულას საშუალებით იქნა გადაჭრილი. თანამედროვე ლითონდამამუშავებელ ჩარხებს აქვთ შესაძლებლობა დეტალები მიკრონების დონის სიზუსტით გამოჩარხონ. მათი საშუალებით მზადდება გრძელი ხრახნულა, რომლის ხრახნის შიდა სამკუთხა ფორმა დეტალის მთელ სიგრძეზე თანაბარი სიზუსტით იჭრება. მართკუთხა ჩარჩოზე ერთმანეთის პარალელურად მაგრდება ორი ამგვარი ხრახნულა, შემდეგ კი ჩარჩოს შუაღერძის გარშემო ტრიალით მავთული ეხვევა ხრახნულელებზე, გამოჩარხვისას დატანილი ზუსტი ბიჯით. კამერის დამზადების ამგვარი სახვევი დაზგის დამზადება ლაბორატორიულ მასშტაბებში სირთულეს არ წარმოადგენს.



სურ. 15-8: მავთულოვანი ელექტროდის ხრახნულეებზე დახვევა (გეისმანის ინსტიტუტი, რეჰოვოტ, ისრაელი) 1999 წ.

სურ.15-8-ზე ნაჩვენებია მბრუნავი დაზგის საშუალებით დიდი ადრონული კოლაიდერის „ატლას“-ექსპერიმენტის თხელშრიანი პროპორციული კამერის (TGC) [15-5] ანოდური ელექტროდის დახვევის მომენტები. ისრებით ნაჩვენებია ხრახნულეები. ჩარჩოში უკვე ჩამაგრებულია კათოდური სიბრტყეები (შავი ფერის ზოლები).

კამერის მაღალი ეფექტურობით მუშაობის კიდევ რამდენიმე პირობაა მექანიკურ ტექნოლოგიებზე დამოკიდებული:

სიბრტყეების პარალელობა - როცა ლაპარაკია რამდენიმე მილიმეტრის დისტანციებზე, პარალელობის დარღვევა ველის ერთგვაროვნების დარღვევის და გაზური განმუხტვების მიზეზი შეიძლება გახდეს.

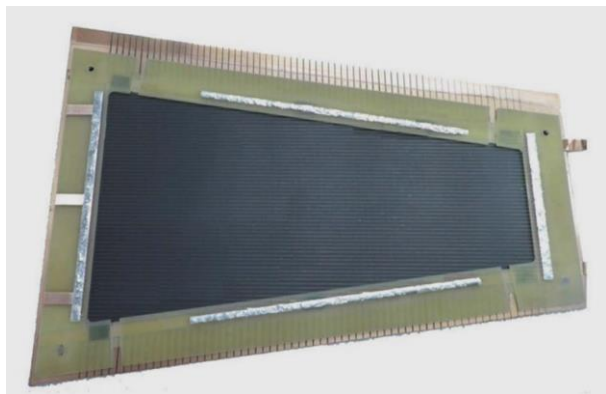
მავთულის დაჭიმულობა - კამერის დამზადებისას საჭიროა მავთულის დაჭიმულობის ერთგვაროვნების დაცვა. ნაკლებად დაჭიმული მავთული მეზობელთაგან კულონური ძალების ზემოქმედებით ამოიზნიქება საერთო სიბრტყიდან, შეიძლება მიუახლოვდეს საწინააღმდეგო პოლარობის მავთულს. ამას გარდა ამ მავთულზე სიგნალის აღძვრის შემთხვევაში მავთული იწყებს

ვიბრაციას. ეს ელექტრომაგნიტური ხმაურის წყარო ხდება, რითაც ირღვევა დეტექტორის მუშაობა. მინიმალური დაჭიმულობის ძალა, რითაც უნდა იყოს l სიგრძის ანოდური მავთული U ძაბვიან კათოდებს შორის, როცა ანოდ-კათოდური დისტანცია არის a :

$$T_0 = 4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot (Ul/2\pi a)^2 \quad \{15-27\}$$

$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ ფ·მ⁻¹ ელექტრული მუდმივაა [15-6]. ყოველ მავთულს აქვს დაჭიმულობის ლიმიტი. თუ ანოდური მავთულის სიგრძის მიხედვით გამოთვლილი საჭირო დაჭიმულობის ძალა T_0 აჭარბებს ამ ლიმიტს, ან ნაკლები ძალით დაჭიმვა ხდება საჭირო, ან კი რეკომენდებულია ლავსანის ძაფის გაჭიმვა ანოდური მავთულების განივად - ე.წ. დამჭერი ხაზი, რათა თავიდან იქნას აცილებული გრავიტაციული და კულონური ძალების მიერ გამოწვეული ჩაზნექა. შესაძლოა აირჩეს უფრო მტკიცე მავთულიც. დამჭერი ხაზი ელექტრული ველის აღრევას იწვევს და იმ ადგილას რეგისტრაციის ეფექტურობის ლოკალური დაცემა ხდება.

მავთულის ხარისხი - კათოდური მავთულების დიამეტრი არაა კრიტიკული სიდიდე. როგორც წესი, მავთულოვანი კათოდი ბერილიუმ-ბრინჯაოს



სურ. 15-9: TGC კამერის მცირე ზომის პროტოტიპი ღია აქტიური ზონით

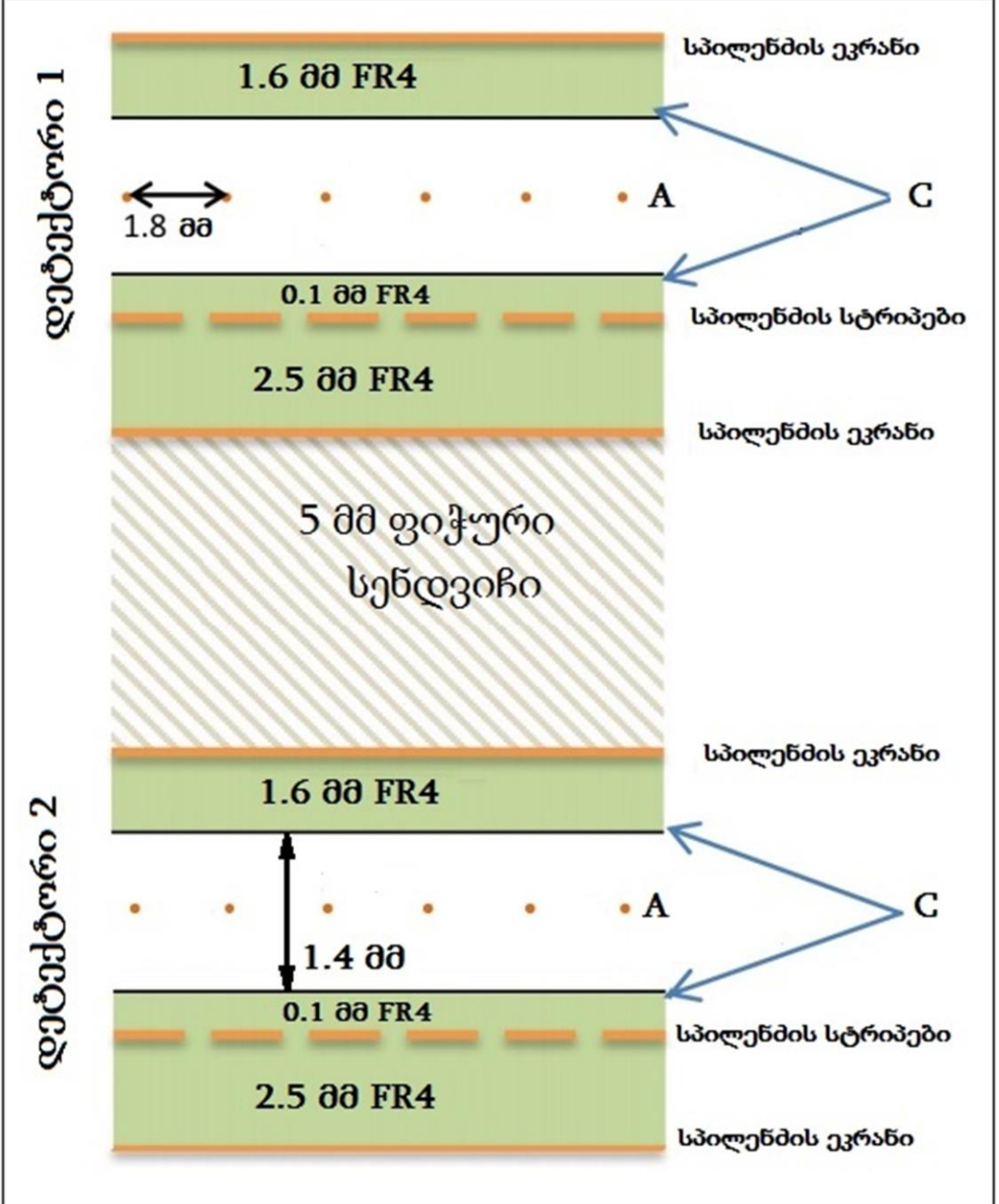
შენადნობისგან დამზადებული $\varnothing 100$ მკმ მავთულისაგან იხვევა. მრეწველობა საკმაოდ მაღალი ხარისხის ერთგვაროვან მავთულს ამზადებს. კამერისათვის საჭიროა მხოლოდ ამ მავთულის გაწმენდა საწარმოო ზეთებისა და

მტვრისაგან, რადგან ჭუჭყი შესაძლოა ელექტრული გარღვევის კერად იქცეს. ანოდური მავთული ყოველთვის კათოდურზე უფრო ძლიერ დაჭიმვას საჭიროებს. მისთვის მიზანშეწონილია მოოქროვილი ვოლფრამის ძაფის გამოყენება. კამერაში გამოყენების წინ ამგვარ ძაფებს ამოწმებენ მიკროსკოპით - შესაძლებელია დაბალი ხარისხის ძაფზე დავინახოთ ვოლფრამის გულიდან აქერცლილი ოქროს ფურცლები - ამგვარი ძაფის გამოყენება გამორიცხულია.

სისუფთავე - კამერების ასაწყობად აუცილებელია სუფთა საწარმოო ოთახი სპეციალური კლიმატურ-გამწმენდი სისტემებით. ამგვარი ოთახის მაგალითი შემდეგ თავში იქნება განხილული. თვალთ უხილავი მტვრის ნაწილაკი დეტექტორში გვირგვინა განმუხტვის ან ელექტრული გარღვევის კერა ხდება.

ტემპერატურული სტაბილურობა - დეტექტორი საშტატო ადგილზე გარკვეულ ტემპერატურულ გარემოში ხვდება. ეს სიტუაცია წინასწარ უნდა იქნას დადგენილი და გათვალისწინებული კამერის დამზადებისას. თერმული გაფართოება დამზადების და მუშაობის ადგილებს შორის ტემპერატურათა სხვაობის გამო სიზუსტის დამრღვევი პირობაა შეიცვლება კონსტრუქციის ფორმა, მავთულების დაჭიმულობა...

გრაფიტაციული დეფორმაცია აქტუალურია დიდი ზომის კამერებისათვის. ამ დროს კონსტრუქციულად გათვალისწინებული უნდა იყოს ამ დეფორმაციის კომპენსირება საყრდენი წერტილებით, ან მასიური მზიდი კონსტრუქციით, ან დეტექტორის ფორმის წინასწარი უკუდეფორმაციით.



სურ.15-10: TGC დუპლეტის სექმეტური ჭრილი

პროპორციული კამერის მაგალითად შეიძლება მოვიყვანოთ დიდი ადრონული კოლაიდერის „ატლას“-ექსპერიმენტის ტრეკულ-ტრიგერული, თხელშრიანი კამერა TGC (Thin Gap Camber) [15-5]. ამ კამერის უნიკალურობა რამდენიმე მიმართულებაშია. სახელიდანვე - თხელშრიანი კამერა - ეს ძალიან რთული ტექნოლოგიური გადაწყვეტაა. დისტანცია ანოდიდან კათოდამდე 1.4 მმ-ია, მაშინ, როცა ანოდურ მავთულებს შორის 1.8 მმ ბიჯია! სირთულე კამერის

მთელ ფართობზე ამ დისტანციის დაცვაშია. დეტექტორის სიბრტყივობის შესანარჩუნებლად ფიჭური სტრუქტურის შემცველი სენდვიჩებია გამოყენებული. მუხტის გაზური გაძლიერება კამერაში $3 \cdot 10^5$ -ს აღწევს. სამუშაო გაზური ნარევი $CO_2 + C_5H_{12}$, თანაფარდობით 55% : 45%. როგორც ვხედავთ, გაზური ნარევის ფუნქცია ელექტრონ-იონური წყვილის მოცემის გარდა მაღალი სისწრაფისა და მაღალი ძაბვის შენარჩუნებაზეა გათვლილი. ამასთან, გაზური განმუხტვის რეჟიმი მკაცრად პროპორციულია, ყოველგვარი სხვა ტიპის მეორადი ემისიის მაქსიმალური ჩახშობით. გაზური ნარევი მაღალი კათოდური ძაბვის (2.9 კვ) სტაბილიზაციასაც უზრუნველყოფს. ანოდური მავთულის დიამეტრი 50 მიკრონია. სურ.15-9-ზე შეგვიძლია დავაკვირდეთ გახსნილი ტესტ-კამერის შიგთავსს - ნახშირბადის კათოდი, კათოდური სტრიპები, ანოდური მავთულების და მათი ჯგუფური გამომყვანი სტრიპები [15-7].

კამერას ორმაგი ფუნქცია აკისრია. აღწერილი თხელი გეომეტრია პირველ რიგში ტრიგერულ ფუნქციასთანაა დაკავშირებული, მაღალი სისწრაფის უზრუნველსაყოფად. ამასთან, TGC კოორდინატული დეტექტორიცაა. ანოდური მავთულები ნაწილაკთა აზიმუტალურ კოორდინატას იძლევა, ხოლო კათოდები - რადიალურს. კათოდების აქტივობა კოორდინატულ ბადეში მიიღწევა მათ მახლობლად განლაგებული სპილენძის სტრიპებით, რომლებიც ანოდური მავთულების პერპენდიკულარულადაა მიმართული. სურ.15-10-ზე კამერის დუპლეტის სქემაა მოცემული, ელექტროდებისა და სტრიპების განლაგების ჩვენებით. „ატლასის“ დანადგარში კამერები ე.წ. „დიდ ბორბლებზე“ არის განთავსებული, მილაკებიან დრეიფულ კამერებთან ერთად (სურ.15-11). ტრაპეციის ფორმის კამერები რამდენიმე შრედაა დაკიდებული, რათა ერთმანეთი გადაფარონ და „მკვდარი“ ზონები არ დარჩეს. ეფექტურობის გასაზრდელად კამერები შეკრულია ორმაგ და სამმაგ ბლოკებად (დუპლეტები და ტრიპლეტები). როგორც უკვე აღვნიშნეთ, ამ გზით სივრცული გარჩევისუნარიანობაც იზრდება [15-5].

თხელშრიანმა მრავალმავთულიანმა პროპორციულმა კამერებმა (TGC) საუკეთესო პარამეტრები და ქმედითობა გამოავლინა დიდი ადრონული კოლაიდერის მუშაობის პერიოდში, ამიტომ ამ ტიპის კამერები დანადგარის ტექნოლოგიური განახლების შემდგომაც იქნება დამატებით გამოყენებული.

- დრეიფული კამერების მუშაობა და კონსტრუქციები

პირველ რიგში უნდა გავუსვათ ხაზი, რომ დრეიფული კამერის ან მთვლელს რეჟიმი არაა გაზური განმუხტვის ახალი რეჟიმი - ეს არის კამერიდან მიღებული სიგნალის შემდგომი დამუშავების განსხვავებული წესი, გაზური განმუხტვის რეჟიმი კი ამ დეტექტორებში შეიძლება იყოს როგორც პროპორციული, ასევე თვითმქრობადი სტრიმერული [15-8].

დრეიფის დრო ეწოდება დროის ინტერვალს პირველადი იონიზაციის მომენტიდან (t_0) ელექტრონის ანოდურ მავთულთან ველის მაღალი დამაბულობის არეში მისვლამდე (t_1), სადაც ღვარის წარმოქმნას აქვს ადგილი.



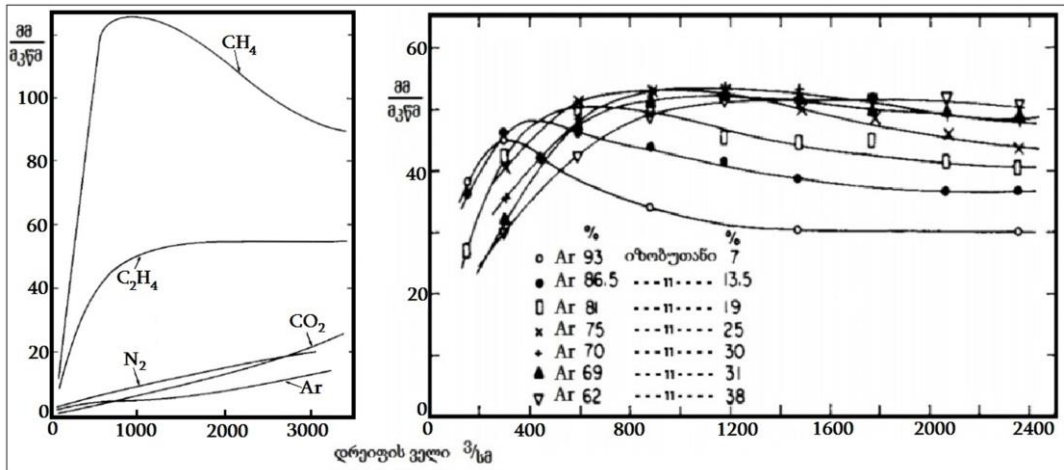
სურ.15-11: კამერების მონტაჟი „ატლას“-დანადგარზე. მარცხნივ - „დიდი ბორბლის“ TGC კამერები, მარჯვნივ - კედლის MDT კამერები (2007 წ.) [15-9].

ანოდური მავთულის მიმართ დამუხტული ნაწილაკის გავლის კოორდინატა მარტივი გამოსახულებით განისაზღვრება $Z = \int_{t_0}^{t_1} v(t) dt$. თანაბარი დრეიფის სიჩქარის შემთხვევაში კოორდინატის გამოთვლა სრულიად მარტივად ხდება $Z = V \cdot (t_1 - t_0)$ წრფივი თანაფარდობის საშუალებით.

ცილინდრული მთვლელის გეომეტრია მაქსიმალურად მოხერხებულია ანოდის გარშემო სიმეტრიული ელექტრული ველის ჩამოსაყალიბებლად. ბრტყელ მრავალმავთულიან კამერებში ამგვარი ველის შესაქმნელად ანოდურ სიბრტყეში ანოდებს შორის ე.წ. პოტენციურ, ანუ მაღალმაბვიან მავთულებს განალაგებენ და ამდაგვარად დრეიფული უჯრედი მეტად ჩამოჰგავს ცილინდრს. ასეთ გეომეტრიაში დრეიფის დროსა და განარბენს შორის პირველი მიახლოების წრფივი დამოკიდებულება მიიღწევა.

პროპორციულ კამერებში დეტექტორის სივრცული გარჩევისუნარიანობა ძირითადად სასიგნალო მავთულებს შორის ბიჯის სიდიდითაა განპირობებული. დრეიფულ დეტექტორში კოორდინატის გამოთვლის სიზუსტე დრეიფული სიჩქარისა და დრეიფის დროის ზუსტ გათვლაზეა დამოკიდებული, ანოდ-კათოდური დისტანცია კი საგრძნობლად მეტია.

იდეალურად წრფივი დამოკიდებულება დრეიფული განარბენისა დრეიფის დროზე არასდროს მიიღწევა მთელ სადრეიფო ინტერვალზე, მაგრამ თუ ეს ინტერვალის უფრო ვიწრო მონაკვეთებად დაიყოფა, მაშინ თითოეულ ზოლში წრფივობის პირობის შესრულება უფრო მიღწევადია. ამიტომ, დრეიფის სიჩქარის ყალიბრული გაზომვა მიზნად ისახავს სიჩქარის მატრიცის შექმნას, რისი დახმარებითაც გამოითვლება ინტეგრალური კოორდინატა.

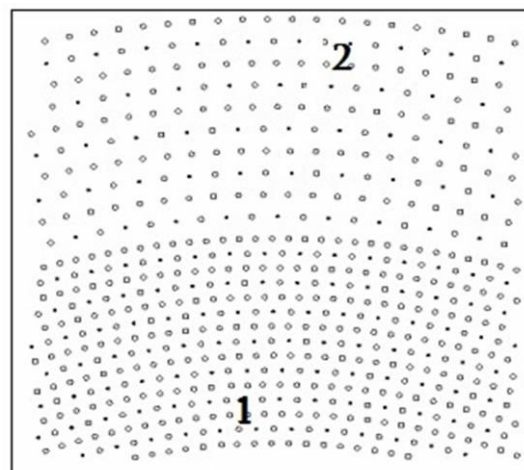


სურ.15-12: დრეიფული სიჩქარის დამოკიდებულება ველის სიდიდეზე [15-10].

სურ.15-12-ზე მოყვანილია დრეიფის სიჩქარის დამოკიდებულებები ელექტრული ველის დამაბულობაზე სუფთა გაზებისათვის (მარცხნივ) და არგონ-იზობუთანის სხვადასხვა პროცენტული ნარევებისათვის. დრეიფის დროის ზუსტ გაზომვაში დიდ როლს ასრულებს სიგნალის მიმღებ-დამამუშავებელ ელექტრონიკაში დროითი ინტერვალის ტაქტური გენერატორის ანათვალის ხანგრძლივობა. მაგალითად, VES ექსპერიმენტის [15-11]

დრეიფული კამერების სისტემაში ტაქტის ხანგრძლივობა $\tau \approx 8.5$ ნწმ აღწევს, საშუალო დრეიფული სიჩქარისათვის $\langle v \rangle \approx 25 \div 30$ ნწმ/მმ, სხვა დანარჩენი ხელშემწყობი პირობებისათვის, სივრცული გარჩევისუნარიანობა ამ კამერისათვის ≈ 140 მიკრონზე დაბლა ვერ დავა ($z = 0.5 \cdot \tau / v$).

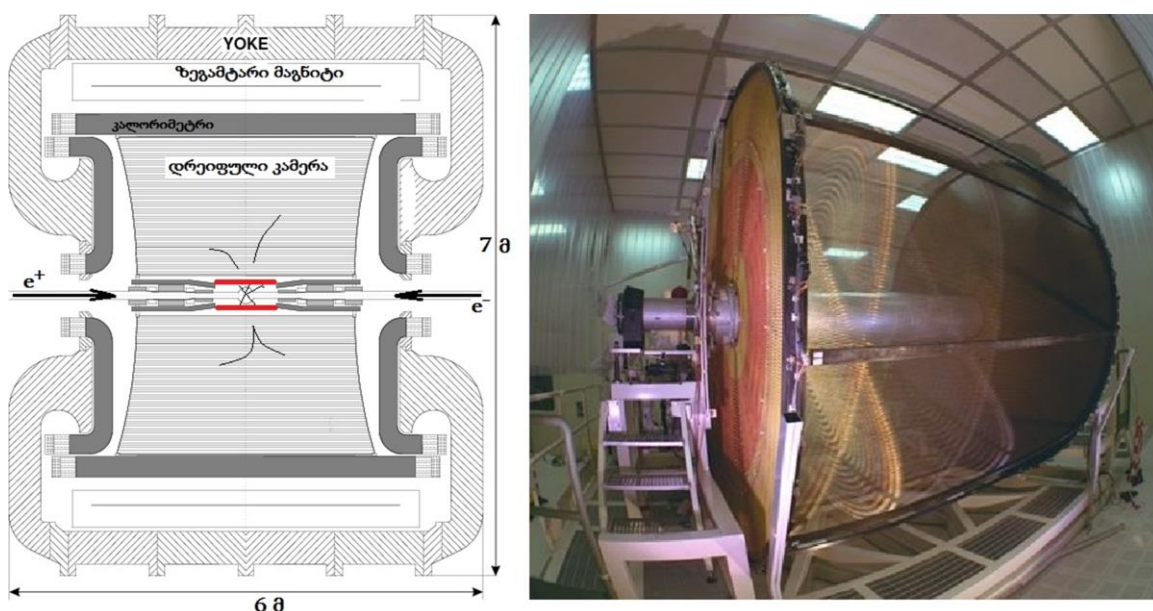
დრეიფული კამერის უპირატესობა პროპორციულ კამერასთან შედარებით კიდევ იმაში მდგომარეობს, რომ დრეიფულ კამერაში არაა სასიგნალო მავთულების ერთ სიბრტყეში ყოფნა აუცილებელი. კამერის სივრცე შეიძლება დავანაწილოთ სექციებად, რომელსაც ქმნის მავთულების განლაგება სხვადასხვა გეომეტრიული ფიგურების მსგავსად, თუ სექციის კვეთას



სურ.15-13: KLOE ექსპერიმენტი. დრეიფული კამერა. 1 - წვეროსთან ახლო და 2-წვეროდან მოშორებით მდებარე დრეიფული უჯრედები

განვიხილავთ. თითოეული სექცია ცალკეული მთვლელის როლში გვევლინება. ამ დროს ამოცანაა ისე განლაგდეს ეს სექციები, რომ არ დარჩეს „მკვდარი ზონა“ გამავალი ნაწილაკის გზაზე. ყველაზე მარტივი ფიგურა ამ დროს არის წესიერი ექვსკუთხედი, რომლის წვეროებში კათოდური მავთულები განთავსდება, ცენტრში კი ანოდი. ამგვარი სექციებით შეიძლება შეივსოს სივრცე იმგვარად, რომ მივიღოთ ცილინდრული კამერა - კოლაიდერული ექსპერიმენტისთვის ამგვარი კამერის არსებობა ურთიერთქმედების წვეროს გარშემო საუკეთესო გადაწყვეტილებაა რადიალურად გამომავალი ნაწილაკების ტრეკების აღსადგენად.

ოდნავ განსხვავებული კონფიგურაცია აქვს KLOE -ექსპერიმენტის ცილინდრულ კამერას იტალიის ქ.ფრასკატის e^+e^- ამაჩქარებელ-კოლაიდერზე, (INFN, LNF) [15-12].

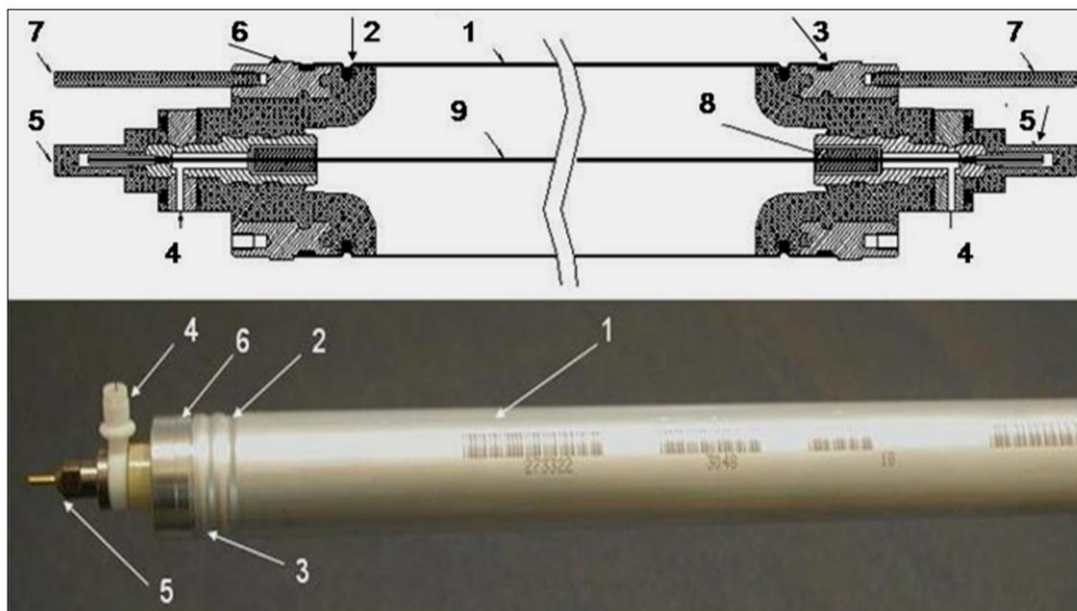


სურ.15-14: KLOE ექსპერიმენტის სქემატური ჭრილი (მარცხნივ), დრეიფული კამერის აწყობის მომენტი (მარჯვნივ)

ფიზიკური ამოცანიდან გამომდინარე, ურთიერთქმედების წვეროს გარშემო საჭირო იყო მეორად ნაწილაკთა ტრეკების დეტექტორი მინიმალური ნივთიერებით ამ ნაწილაკთა გზაზე, მეორადი გაბნევებისა და შთანთქმების თავიდან ასაცილებლად. გაზური განმუხტვის კამერა ამ მხრივ აკმაყოფილებს პირობას. სასიგნალო მავთულების განსათავსებლად ორიგინალური კონფიგურაციაა შერჩეული. დავაკვირდეთ სურ. 15-13-ს. ეს კამერის განივი კვეთის ელემენტია ნაჩვენები. ანოდური მავთულები (Ø25 მკმ მოქროვილი ვოლფრამი) განლაგებულია მზარდი რადიუსის წრეებზე (სურათზე წერტილების სახითაა აღნიშნული). მაღალი ძაბვის მავთულების (Ø80 მკმ მოვერცხლილი ალუმინი) ნაწილი იგივე წრეებზეა, ანოდურ მავთულებს შორის (პოტენციური მავთულები). ცალკე წრეებზე, ანოდური მავთულების წრეებს შორის მოქცეულია კათოდების წრეები. ამგვარად, ყოველი ანოდური მავთული გარშემორტყმულია მაღალი ძაბვის მავთულებით (სურ.15-3-ზე ისინი რგოლების ფორმითაა გამოსახული) და იქმნება იზოლირებული დრეიფული უჯრედი.

ურთიერთქმედების წვეროსთან ახლოს მეორადი ნაწილაკები ჯერ კიდევ არაა გაშლილი მაგნიტური ველის მიერ, ასევე დიდია დატვირთვა ფონური ურთიერთქმედებების გამო, ამიტომაც ანოდური მავთულების პირველი 12 წრე უფრო ახლოსაა განლაგებული ერთმანეთთან, ვიდრე დანარჩენი 46 წრე, რომლებიც წვეროდან მოშორებითაა. ამ კონფიგურაციით დრეიფული უჯრედები არის 2×2 სმ² და 3×3 სმ² შესაბამისად. სივრცული გარჩევისუნარიანობა ანოდ-კათოდების ამგვარი განლაგებით მიღწეულია რადიალური (R-φ) მიმართულებისთვის 200 მიკრონი, აზიმუტალური Z კოორდინატა კი 2 მმ სიზუსტეს გვაძლევს.

კამერის მავთულები ამაჩქარებლის კონის პარალელურადაა დაჭიმული, მათი სიგრძე 3.3 მეტრია, ცილინდრის დიამეტრი კი 4 მეტრი. სათავო სიბრტყეებს შორის დისტანციას კომპოზიტური კარბონ-ფაიბერისაგან დამზადებული ცენტრალური მილი და განაპირა სპეისერული ბიჯგები უზრუნველყოფენ. კამერის სამუშაო გაზია 90% He- 10% iC_4H_{10} [15-13].



სურ.15-15: დრეიფული მილაკი და სქემა. 1 – ალუმინის მილი, 2,3 – ჰერმეტიზაციის რეზინიანი (2) და მაფიქსირებელი (3) ღარები, 4 – გაზური ჩასართი, 5 – სასიგნალო კონტაქტიანი ხუფი, 6 – თავსარქველის ყალიბრული ზედაპირი, 7 – დამიწების საკონტაქტო წვირი, 8 – ტვისტერი, 9 – ანოდური მავთული.

კოლაიდერებზე მოქმედი დიდი ექსპერიმენტები გამოირჩევა დეტექტორების გადატვირთულობით. ბევრ შემთხვევაში მონტაჟის შემდგომ გართულებულია დეტექტორთან მისვლა, ამიტომაც თავიდანვე დეტექტორის კონსტრუქცია ისე ირჩევა, რომ მოხდეს მისი აქტიური ელემენტების სტრუქტურირება. ეს ნიშნავს, რომ რომელიმე ელემენტის მწყობრიდან გამოსვლა არ უნდა იწვევდეს მთელი დეტექტორის გათიშვას, ან მისი მთლიანი ეფექტურობის დაწევას. ამ მხრივ მავთულოვანი კამერები დიდ საფრთხეს წარმოადგენს ამგვარად „დახურული“ დანადგარებისათვის. მაღალი კოორდინატული სიზუსტის მისაღწევად კამერის სასიგნალო მავთულის

დამეტრი 20-50 მკმ რიგისაა, მავთული გარკვეული ძალით უნდა იყოს დაჭიმული - ეს უკვე მაღალი რისკია, რადგან ერთი მათგანის გაწყვეტის შემთხვევაში დაიკარგება მთელი დეტექტორი. ამ პრობლემიდან თავის დასაღწევად ერთ-ერთი გზაა დაბრუნება ინდივიდუალური მთვლელების კონფიგურაციისაკენ, ანუ როცა ყოველი სასიგნალო მავთული დამოუკიდებელი, იზოლირებული მთვლელია. მისი დაზიანება მხოლოდ ამ ლოკალური არხის შიგნით რჩება, დანარჩენი დეტექტორი კი აგრძელებს ნორმალურ რეჟიმში მუშაობას. დეტექტორების შექმნის ამგვარი მეთოდი ასევე მოსახერხებელია



სურ.15-16: MDT დრეიფული კამერის აწყობის მომენტი დუბნის ბირთვული კვლევის გაერთიანებულ ინსტიტუტში ოპტიკო-მექანიკურ, გრანიტის ზუსტ მაგიდაზე (2001 წ.)

მასიური წარმოების მხრივაც - ცალკეული ელემენტები ეწყობა მცირე ზომის ბლოკებად და შემდეგ ისინი ერთიანდება საკვლევი სივრცისა თუ ფართის გადასაფარად.

ამგვარი მიდგომის კარგი მაგალითია მონიტორირებადი დრეიფულ მილაკებიანი (MDT) კამერები დიდ ადრონულ კოლაიდერზე მოქმედ ექსპერიმენტში „ატლას“ (სურ.15-11), სამუშაო რეჟიმის მხრივ ისინი ჩვეულებრივი გაზური განმუხტვის დეტექტორებია გაზური გაძლიერების პროპორციული რეჟიმით. ორიგინალურმა ტექნიკურმა გადაწყვეტებმა კი მათ არეში კოორდინატული სიზუსტის რეკორდული მაჩვენებლების მიღების შესაძლებლობა მოიტანა, მიუხედავად მათ მიერ გადაფარული უზარმაზარი ფართისა.

კამერის აქტიური დეტექტორული ელემენტია დრეიფული მილაკი - ალუმინის მილი $\varnothing 30$ მმ, კედლის სისქით 400 მკმ, სიგრძე 3.15 მეტრი. სასიგნალო მავთული - მოოქროვილი ვოლფრამი, $\varnothing 50$ მკმ.

მილაკ-მთვლელის დამზადებისას დიდი მნიშვნელობა აქვს სასიგნალო მავთულის მილის ზუსტად გეომეტრიულ ცენტრში მოთავსებას. გადახრა ამ ადგილიდან იწვევს ველის არაერთგვაროვნებას, რაც პირველ რიგში დრეიფის სიჩქარეს ხდის არაერთგვაროვანს, ასევე ეს საფუძველია ეფექტურობის დაწევისა და ელექტრული გარღვევებისათვის. MDT-მთვლელების აწყობისას რამდენიმე აუცილებელი სიზუსტე იყო მოთხოვნილი: ალუმინის მილის დიამეტრის ერთგვაროვნება მთელ სიგრძეზე და ელიფსურობის კონტროლი; მილის თავაკების გარე დიამეტრის ნორმატიული ზომების დაცვა; ცენტრში მავთულის სამაგრი ფოსოს ზუსტი ცენტრირება. ასევე, მილების კამერაში შეწებებისას, რეფერენტული ზედაპირული ნაწილი, რომელიც სასიგნალო მავთულებს შორის ბიჯის ერთგვაროვნებას უზრუნველყოფდა.

ამ პარამეტრების მოთხოვნილთან შესაბამისობას სპეციალური დანადგარები ამოწმებდა, რომელთა შესახებაც ქვემოთ გვექნება საუბარი.

სურ.15-16-ზე ნაჩვენებია ცალკეული დრეიფული მილაკებით კამერის შეწებების მომენტი, რომელიც მაღალი სიზუსტის გრანიტის მაგიდაზე სრულდება.

ამგვარი კამერების სისწრაფე დრეიფული უჯრედის ზომით განისაზღვრება, რადგან იონიზაციურ ელექტრონებს ამ უჯრედში ანოდ-კათოდური დისტანცია აქვს გადასალახი. KLOE ექსპერიმენტის დრეიფული კამერის მცირე უჯრედოვანი კონფიგურაციამ მოიტანა საშუალება, რომ დეტექტორი ურთიერთქმედების წვეროს 25 სმ მანძილზე მიახლოებოდა. „ატლას“-ექსპერიმენტის MDT-კამერის მილაკებში კი 15 მმ-იანი დისტანციაა ანოდური მავთულიდან კათოდურ ცილინდრამდე - გათვლილია, რომ ისინი უნდა განთავსდნენ და იმუშაონ წვეროდან 5 მეტრზე უფრო შორ მანძილებზე.

ამრიგად, აქ განხილული იყო დრეიფული კამერები და მილაკები, რომლებიც გაზური განმუხტვის პროპორციულ რეჟიმში მუშაობენ.

კათოდური ძაბვის შემდგომ ზრდას მავთულოვან მთვლელში გაზური განმუხტვის მომდევნო რეჟიმებზე გადავყავართ (სურ.15-3)...

- გეიგერის რეჟიმი და მთვლელები

დავუბრუნდეთ სურ.15-2-ზე გამოსახულ მთვლელს და სურ.15-3-ზე გამოსახულ გრაფიკს, სადაც ნაჩვენებია მთვლელიდან მიღებული მუხტის სიდიდე კათოდურ ძაბვასთან მიმართებაში. კათოდური U_0 ძაბვის შემდგომი გაზრდა პროპორციული რეჟიმის შემდეგ (უბანი 4) გვამლევს მუხტის მატებას, მიუხედავად იმისა, რომ გამჭოლი ნაწილაკების რაოდენობა არ შეცვლილა. ეს ნიშნავს, რომ გაზის ატომების იონიზაციის სხვა, დამატებითი წყაროები ამოქმედდა. საქმე იმაშია, რომ ელექტრონების მიერ მიღებული გაზრდილი ენერგია არა მარტო ვალენტური ელექტრონებით იონიზაციას იწვევს, არამედ უფრო ღრმა ენერგეტიკული დონეებს აღაგზნებს და შემდგომ ამ აღგზნების ჩაქრობისას ფოტონი გამოსხივდება. ამ ულტრაიისფერ გამოსხივებას ძალუმს გაზის ატომების იონიზაცია არა მარტო მათი დაბადების ადგილის უშუალო სიახლოვეში, არამედ მთვლელის მთელ მოცულობაში და კათოდის კედლებიდანაც. ამას გარდა, კათოდზე იონური ღრუბლის მოსვლა არაა მარტივი პროცესი, რადგან იონები ასე თუ ისე, დრეიფის დროს ენერგიას აგროვებენ.

დავუშვათ, სპილენძის კათოდიანი მთვლელი შევსებულია არგონით. იონურ ღრუბელში მყოფ არგონის იონს შეუძლია განახორციელოს კათოდის ზედაპირულ შრეში დარტყმითი ემისია და მივიღოთ თავისუფალი ელექტრონი. აღგზნებული არგონის იონიზაციის ენერგია არის 15.7 ევ და იგი რამდენჯერმე აჭარბებს სპილენძიდან ელექტრონის ამოსაგდებად საჭირო ენერგიას, რომელიც 4.5 ევ-ის ტოლია. ეს ახლად გათავისუფლებული ელექტრონი იწყებს ანოდისკენ მოძრაობას ელექტრული ველის ზემოქმედებით. აქ მას „ელოდება“ რამდენიმე ბარიერი. პირველ რიგში რეკომბინაცია კათოდთან ან მოსული ღრუბლის იონებთან. სტატისტიკურად ამ ბარიერის გადალახვა ელექტრული ველის დახმარებით შესაძლებელია. ანოდამდე ამ ელექტრონის დრეიფს გარკვეული დრო სჭირდება, და მავთულის მახლობლობაში იგი მზადაა დაიწყოს ღვარის წარმოქმნა, თუ ანოდის პოტენციალი პირველი მუხტის მიღების შემდეგ სათანადოდ არის აღდგენილი. ამ პირობის შესრულების შემთხვევაში გაზური გამრავლება და ღვარის წარმოქმნა მეორდება იმგვარადვე, როგორც ეს მოხდა გამჭოლი ნაწილაკის მიერ შექმნილი იონიზაციური ელექტრონების დროს. გასაგებია, რომ იგივე პროცესი შეიძლება განმეორდეს მესამედ, მეოთხედ... ღვარები შეავსებს მთელ სამუშაო არეს და როცა მილაკი გაჯერდება ელექტრონული ღრუბლების იონებით, განმუხტვები შეწყდება, თუმცა აქ მილაკის რამე დეტექტორულ ფუნქციებზე ლაპარაკი აღარაა. აქ ჩვენ აღვწერეთ გაზური განმუხტვის არათვითმქრობადი რეჟიმი.

ამრიგად, მილაკის დეტექტორად მუშაობისათვის საჭიროა ამ განმუხტვის ჩაქრობის მექანიზმი. ეს შეიძლება იყოს შიდა, ანუ გაზური მინარევის საშუალებით - ჩვენ უკვე ვახსენეთ ელექტროუარყოფითი გაზების მუშაობა ამ მხრივ. ასევე შესაძლებელია გარე, RC წრედის დახმარებით.

გავიხსენოთ, როცა ღვარის ელექტრონები ეფინება ანოდურ მავთულს, ეს მის პოტენციალს დაბლა წევს - გვაქვს მილაკის C ტევადობის დამუხტვა. ამის შემდეგ იონური ღრუბლის კათოდისკენ დრეიფის განმავლობაში ეს პოტენციალი ნაწილობრივ სწორდება R წინალობაზე გაჟონვით. თუ დროითი მუდმივა RC დიდია იონური ღრუბლის ანოდიდან კათოდამდე მისვლის დროზე, მაშინ

კათოდიდან ემისირებულ ელექტრონს, რომელს სწრაფად მოვა ანოდთან, დახვდება დაწეული პოტენციალი, რომელიც არ იქნება საკმარისი ღვარის გენერირებისთვის - ანუ გვაქვს განმუხტვის ჩაქრობის მოვლენა. ამრიგად, გვაქვს პირობა:

$$t_i > t(RC) \quad \{15-28\}$$

t_i - იონების კათოდამდე დრეიფის დროა, ხოლო $t(RC)$ - წრედის დროითი მუდმივა. მილაკის ტევადობის გაზომვითა და ამ მილაკის გეომეტრიული ზომების შესაბამისად შესაძლებელია გამოვითვალოთ R წინაღობა, რომელიც განმუხტვის ჩამქრობი წრედის ფუნქციას იტვირთებს.

ამ დროს ჩვენ მილაკის გაზი გვქონდა მხოლოდ არგონი, რომელიც გაზურ ჩამქრობად ვერ იმუშავებს. მცირედი ელექტროუარყოფითი მინარევების დამატება განმუხტვის ჩაქრობის პროცესს უფრო საიმედოს ხდის, რადგან ამ დროს უნდა მოიკვეთოს ფოტონური კომპონენტის მიერ ინიცირებული გარღვევების შესაძლებლობაც.

ამ პირობებში მილაკს შეუძლია იმუშაოს მთვლელის რეჟიმში. როგორც განმუხტვის მექანიზმის განხილვიდან ჩანს, ყოველგვარი კავშირი პირველად იონიზაციასთან დაკარგულია, ამიტომ გამჭოლი ნაწილაკის ენერჯის შესაბამისი კვალი წაშლილია.

ამ რეჟიმში მომუშავე დეტექტორებს გეიგერ-მიულერის მთვლელებს უწოდებენ. 1908 წელს ჰანს გეიგერმა და ერნესტ რეზერფორდმა წამოაყენეს ამ მთვლელის მუშაობის პრინციპები, ხოლო 1928 წელს გეიგერის მოწაფემ, ვალტერ მიულერმა იდეას ხელსაწყოს სახე მისცა.



სურ.15-17: გეიგერის მთვლელის დოზიმეტრი (ა), მთვლელი დოზიმეტრის კორპუსში (ბ); მინის კედლის მთვლელები (გ)

დღეისათვის მთვლელი ფართოდ გამოიყენება სხვადასხვა ტიპის დოზიმეტრებში, როგორც გამოსხივების მგრძობიარე ელემენტი. ნეონ-არგონის გაზური ნარევი საშუალებას იძლევა განმუხტვის რეჟიმი შედარებით დაბალ ძაბვაზე ჩატარდეს. ჩაქრობის გარე მექანიზმი კი უზრუნველყოფს მილაკის დიდხნიან მუშაობას - გაზის გამოცვლა აღარაა საჭირო. აქტიური ელემენტი -

მთვლელი მილაკი წარმოადგენს გაზით შევსებულ დარჩილულ მილს, რომელშიც მოთავსებულია 50 მკმ-მდე სისქის ფოლგური კათოდი და ვოლფრამის ანოდური ძაფი.

რადგან გეიგერის რეჟიმით შეუძლებელია გამჭოლი ნაწილაკის ტიპის პირდაპირი დადგენა, დოზიმეტრის მუშაობისათვის სეპარაციის ფუნქცია მილაკში შემავალ ფანჯარაზეა გადატანილი. მაგალითად, γ -კვანტის რეგისტრაციის მთვლელს კვარცის ფანჯარა აქვს, რომელშიც კვანტის კონვერსია ხდება და მთვლელის სამუშაო არეში ელექტრონ-პოზიტრონული წყვილი ქმნის პირველად იონიზაციას, სუსტი β -გამოსხივების დასაფიქსირებლად თხელკედლიანი (10 მკმ) ფანჯარაა საჭირო, რათა ელექტრონმა შეაღწიოს სამუშაო არეში და ა.შ.

• **კამერები და მილაკები თვითმქრობად სტრიმერულ რეჟიმში**

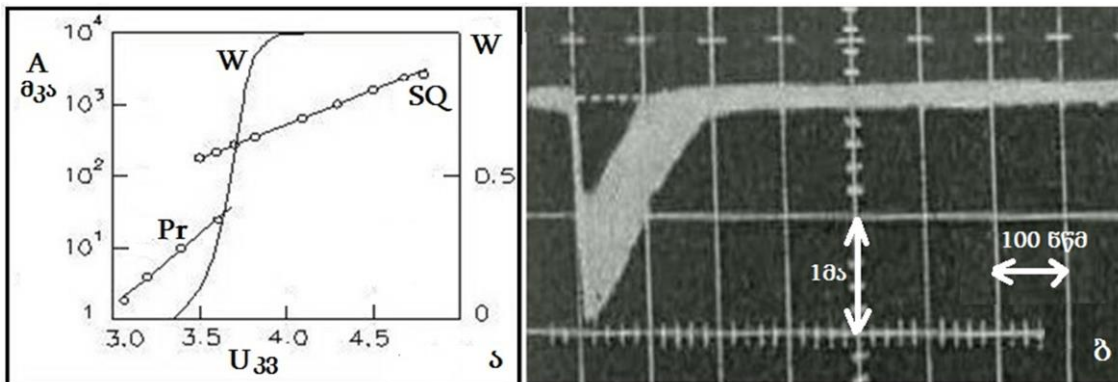
დუბნის ბირთვული კვლევის გაერთიანებულ ინსტიტუტში (JINR) შესწავლილი იქნა მავთულოვანი კამერების მუშაობის თვითმქრობადი სტრიმერული (SQS) რეჟიმი [15-14,15,16]. შექმნილია ამ რეჟიმში მოქმედი ორიგინალური კონსტრუქციის დრეიფული კამერები [15-17,18,19] ნაწილაკთა დიდი ინტენსივობის (10^6 ნაწ/წმ) ნაკადზე მუშაობისათვის.

ქვემოთ მიმოიხილება SQS განმუხტვის მექანიზმი, აღიწერება ამ რეჟიმის ძირითადი მახასიათებლები, მათზე კამერის გეომეტრიისა და გაზური ნარევის გავლენები.

ანომალურად დიდი სიგნალების დამზერას პროპორციული მთვლელებიდან დიდხნიანი ისტორია აქვს. მათ პირველად ყურადღება 70-იანი წლების დასაწყისში მიეპყრო [15-20]. ჩვეულებრივზე 100-ჯერ მეტი ამპლიტუდის სიგნალები გაზურ ნარევეში ელექტროუარყოფითი დანამატების არსებობისას იჩენდნენ თავს. ამ მოვლენის სხვადასხვაგვარმა შესწავლებმა დეტექტორის მუშაობის რამდენიმე ძირითადი ნიშანი გამოავლინა:

- სიგნალის დიდი ამპლიტუდა $A = (0.2 \div 4)$ მილიამპერი;
- სიგნალის სტანდარტული ფორმა $20 \div 200$ ნწმ ხანგრძლივობით გაზური ნარევის შემადგენლობის მიხედვით (არსებითად მოკლე, ვიდრე გეიგერ-მიულერის რეჟიმში);
- ანოდურ მავთულზე განმუხტვის ლოკალიზაცია;
- პროპორციულიდან SQS რეჟიმზე ნახტომისებური გადასვლა;
- სიგნალის ამპლიტუდის პირველადი იონიზაციისაგან დამოუკიდებლობა;
- SQS რეჟიმის გამოვლენა მხოლოდ გარკვეულ გაზურ ნარევეებზე.

ტრეკული კამერების მუშაობის სტრიმერული რეჟიმი ამ დრომდე კარგად იყო შესწავლილი. ამ რეჟიმით მომუშავე კამერებში [15-21,22] სტრიმერის განვითარების შეწყვეტა ელექტროდებზე მაღალი ძაბვის მოხსნის საშუალებით

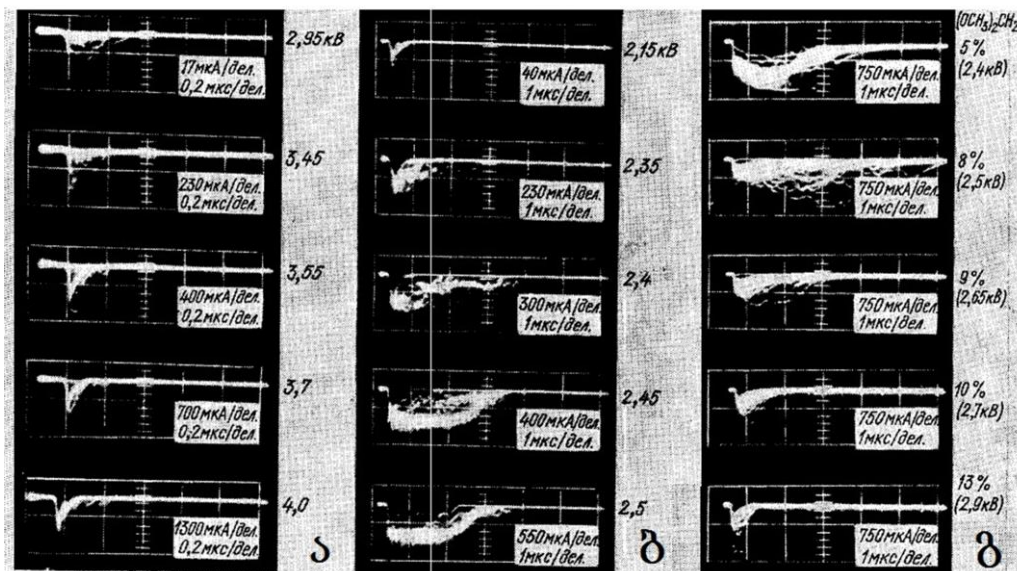


სურ.15-18: ა) სიგნალის საშუალო ამპლიტუდის დამოკიდებულება კათოდურ ძაბვაზე. W – SQS სიგნალების წილი; ბ) იმპულსის ფორმა SQS რეჟიმში

ხდება [15-23,24]. SQS რეჟიმში ეს პროცესი გაზურ ნარევეში ელექტროუარყოფითი დანამატების შემწეობით მიმდინარეობს. ამიტომაც, SQS რეჟიმში მომუშავე კამერები მუდმივად მგრძნობიარენი არიან, სტრიმერულ კამერებს კი “მკვდარი დროის” ფაქტორი აქვთ. ამასთან, მავთულოვან კამერაში სტრიმერის წარმოქმნის დროს დაბადებული ელექტრონები სწრაფად იკრიბება ანოდზე, ხოლო გაზში

დარჩენილი დადებითი იონები ანოდური მავთულის მოკლე მონაკვეთზე მუხტის სიმკვრივის ზღურბლურზე დაბლა დაცემას იწვევს და ეს მონაკვეთი ნაკლებად ეფექტური ხდება, სანამ იონები საკმაოდ არ დაცილდება ანოდს. დადგენილია, რომ SQS განმუხტვის დროს "მკვდარი ზონის" სიდიდე 200 მკმ განმავლობაში 3÷6 მმ-ს არ აღემატება [15-14,25].

SQS რეჟიმის ფუნდამენტური შესწავლა გასული საუკუნის 70-იან წლებში [15-14,15,16] წარიმართა. მეთოდური სამუშაოებისთვის 16x16 სმ² ფართის ერთკოორდინატიან კამერას იყენებდნენ Ø50 მკმ ანოდური მავთულებით, 2 მმ დახვევის ბიჯით. კათოდური სიბრტყე Ø100 მკმ მავთულებითა და 2 მმ დახვევის ბიჯით ანოდიდან 8 მმ-ით იყო დაცილებული. სამუშაო გაზს შეადგენდა ნარევი არგონი [Ar] + მეთანი [CH₄] + მეთილალი [(OCH₃)₂CH₂], 50 : 33 : 17 პროპორციით, 1 ატმოსფერულ წნევაზე. კამერა სხივდებოდა რადიაქტიური წყაროებით γ - ⁵⁵Fe (E_{max} = 5.9 კეე და 2.95 კეე) β - ⁹⁰Sr (E_{max} = 546 კეე).



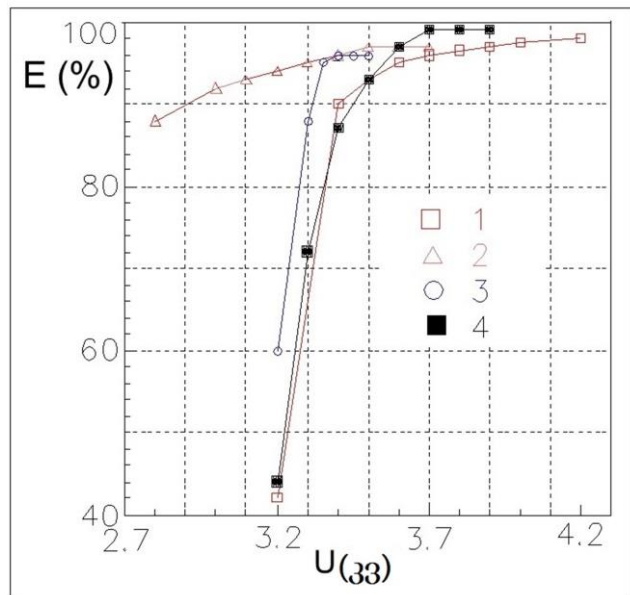
სურ.15-19: კამერიდან მიღებული ოსცილოგრამები რეჟიმების ურთიერთმოზრის გადასვლებით: ა) პროპორციული → SQS (ნარევი AMM 56:24:20); ბ) პროპორციული → გეიგერი (ნარევი არგონ/მეთილალი 96/4); გ) გეიგერი → SQS, მეთილალის პროცენტული წილი სურათზეა მითითებული, დანარჩენი კი არგონია [15-15].

სიგნალის ამპლიტუდის შესწავლამ აჩვენა ნახტომისებური ზრდა ძაბვის მატებასთან კავშირში (სურ.15-18ა). კათოდური ძაბვის U_{კათ} თანმიმდევრული ზრდის დროს იწყება SQS სიგნალების თანდათან გამოჩენა და შემდგომში ისინი ძირითადნი ხდებიან. მათ ფორმაზე დაკვირვებამ გამოავლინა, რომ SQS სიგნალებს სამკუთხა ფორმა აქვს, ხანგრძლივობა ნახევარ-სიმაღლეზე ~40 ნწმ, ფრონტი ~10 ნწმ. ეს პარამეტრები კათოდურ ძაბვაზე არაა დამოკიდებული (სურ.15-18ბ). ასევე დადგინდა, რომ სიგნალის ამპლიტუდა პირველადი იონიზაციის სიდიდეზეც არაა დამოკიდებული. ეს უკანასკნელი გავლენას ახდენს მხოლოდ სასტარტო ძაბვის სიდიდეზე, ანუ რამდენად ადრე დაიწყება SQS სიგნალზე გადასვლა.

ძირითადი შედეგები არგონი+მეთანი+მეთილალის ნარევისთვისაა მიღებული მათ სხვადასხვა თანაფარდობაში. დადგენილია, რომ მეთანის რაოდენობის ზრდა SQS რეჟიმის დადგენის მომენტს გადაწევს მაღალი კათოდური ძაბვის არესაკენ. მეთილალი განსაზღვრავს მაღალი ძაბვის სამუშაო პლატოს სიგანეს. მეთილალის რაოდენობის შემცირება მეთანის მიმართ SQS-დან გეიგერის რეჟიმში გადასვლის ალბათობას აძლიერებს.

სურ.15-19-ზე მოყვანილი კამერიდან მიღებული ოსცილოგრამები რეჟიმების ურთიერთშორის გადასვლას აჩვენებს. მარცხენა (ა) სვეტი ნათლად მიუთითებს პროპორციულიდან SQS რეჟიმში ნახტომისებურ გადასვლაზე. შუა (ბ) სვეტი კლასიკური მაგალითია გრძელი გეიგერის სიგნალების წარმოქმნისა. მარჯვენა (გ) სვეტში ნაჩვენებია გეიგერის რეჟიმში SQS სიგნალების გამოჩენა გაზში მეთილალის ორთქლის დამატების შედეგად. დადგენილი იქნა, რომ ფიქსირებული გაზური ნარევისათვის იწყება ან SQS, ან გეიგერის რეჟიმი. მათი ერთმანეთში გადასვლა კი მარტოოდენ ძაბვის ვარირებით შეუძლებელია [15-15,19].

ამ შედეგებისა და სხვა ლიტერატურული მასალების მიხედვით ნაშრომებში [15-1,14,15] SQS განმუხტვის თვისებრივი სურათია ჩამოყალიბებული. ნაწილაკის გაზში გავლის შედეგად დაბადებული ელექტრონი ანოდისაკენ დრეიფობს, რომლის მახლობლობაში ის ხვდება ძლიერი ელექტრული ველის არეში და ტაუნსენდის ღვარის წარმოქმნა იწყება. ამ დროს გამოსხივდება ფოტონები, რომელთაც გაზის მოლეკულების იონიზაციის უნარი აქვთ. თუ ფოტოელექტრონების ინტენსიური წარმოქმნის დროს ღვარის ბოლო სტადიაში პირველადი ღვარის იონური ველი სიდიდით ახლოსაა გარე ველის სიდიდესთან, მაშინ უპირატესად განვითარდება ის ღვარები, რომლებიც პირველადი ღვარის ღერძის ახლოს წარმოიქმნა. ეს იმასთანაა დაკავშირებული, რომ ელექტრული ველების სუპერპოზიცია ამ დროს არსებითად ძლიერია ღვარის ღერძთან და არა განაპირას. მეორადი ღვარები შეუერთდებიან პირველადს და ფორმირდება სტრიმერი. თუ პირველადი ღვარის ველი დაბალია გარე ველზე, მაშინ შერწყმას არ ექნება ადგილი და მიიღება გეიგერული განმუხტვა. ასევე, ფოტონის განარბენი უნდა იყოს ღვარის ზომის რიგის ან



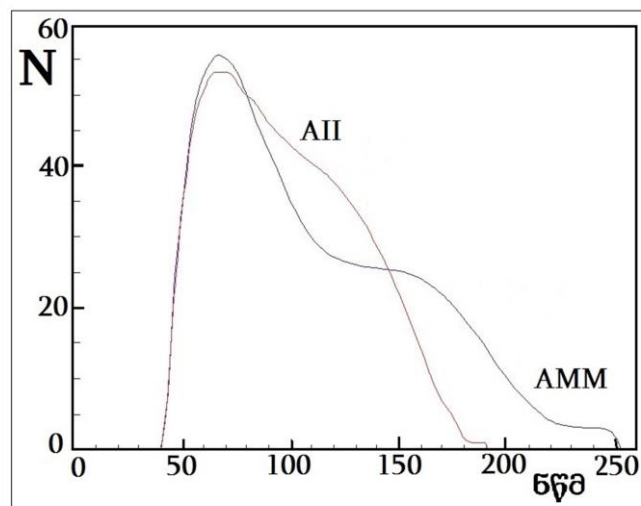
სურ.15-20. რეგისტრაციის ეფექტურობის (E) დამოკიდებულება (U) მაღალ ძაბვაზე: 1. AII, $U_{კათ}=3,6$ კვ, $U=U_{პოტ}$; 2. AII, $U_{პოტ} \approx 3,2$ კვ, $U=U_{კათ}$; 3. AMM, $U=U_{პოტ} = U_{კათ}$; 4. AII, $U=U_{პოტ} = U_{კათ}$.

ნაკლები, რათა ფოტოიონიზაციას ადგილი ჰქონდეს პირველადი ღვარის შიგნით და განმუხტვა რომ არ გავრცელდეს ანოდური მავთულის გასწვრივ. ამ პროცესს

გაზურ ნარევი ელექტროუარყოფითი ჩამქრობი დანამატების არსებობა უწყობს ხელს. სურ.15-19-ის მესამე (გ) სვეტში ეს ეფექტი გამოიკვეთება. ჩამქრობი დანამატები შთანთავენ ულტრაიისფერ კვანტებს ~100-200 ნმ ფარგლებში და სათანადო კონცენტრაციის დროს კვანტების განარბენი ეცემა ანოდური მავთულის დიამეტრის სიდიდემდე. ამ ეფექტის წყალობით კათოდური ფოტოემისიაც ითრგუნება. ძირითადი გაზის (Ar) იონები ნეიტრალდება ჩამქრობი მინარევის ატომებზე, ხოლო იონიზებული მინარევის ენერგია აღარაა საკმარისი კათოდიდან მეორადი ელექტრონების ამოსახლეჩად. ამრიგად, ადგილი აქვს განმუხტვის თვითქრობას.

არგონი+მეთანი+მეთილალის (AMM) ნარევის გამოყენება კამერაში მაღალი სამუშაო სტაბილურობისთვისაა ხელშემწყობი. მეთილალის ორთქლის კამერაში არსებობას თავისი უარყოფითი თვისებებიც აქვს. მრეწველობიდან მიღებული მეთილალის პირდაპირი გამოყენება კამერაში მიუღებელია მასში წყლისა და რეჟიმისთვის სხვა მავნე მინარევის გამო. მისი გასუფთავება ხდება სპეციალურ გამოსახდელ სისტემაში. მუშაობის შემდეგ საჭიროა კამერის მოცულობის განიავება ინერტული გაზით, ორგანული გაზის მოცულობიდან გამოსადევნად.

ჩატარებული მეთოდური კვლევების შედეგად ნაპოვნი იქნა მეორე ოპტიმალური გაზური ნარევი არგონ-იზობუთან-იზოპროპილი (AII) თანაფარდობით
 $Ar: IsoC_4H_{10}: C_3H_7OH -$
 65%: 30%: 5%, რომელსაც აქვს ანალოგიური ამპლიტუდურ-დროითი მახასიათებლები, რაც AMM ნარევს. ამავე დროს დატვირთვის მახასიათებლების დაცემას ადგილი არ ჰქონია, ხოლო მაღალი ეფექტურობის პლატო 4 კვ-მდე ძაბვის არეში შენარჩუნდა (სურ.15-20). უნდა



სურ.15-21: მეორად ნაწილაკთა რეგისტრაციის დროითი სპექტრები AII და AMM გაზური ნარევებისათვის. $U_{კათ} = 3,6$ კვ, $U_{მოტ} = 3,4$ კვ.

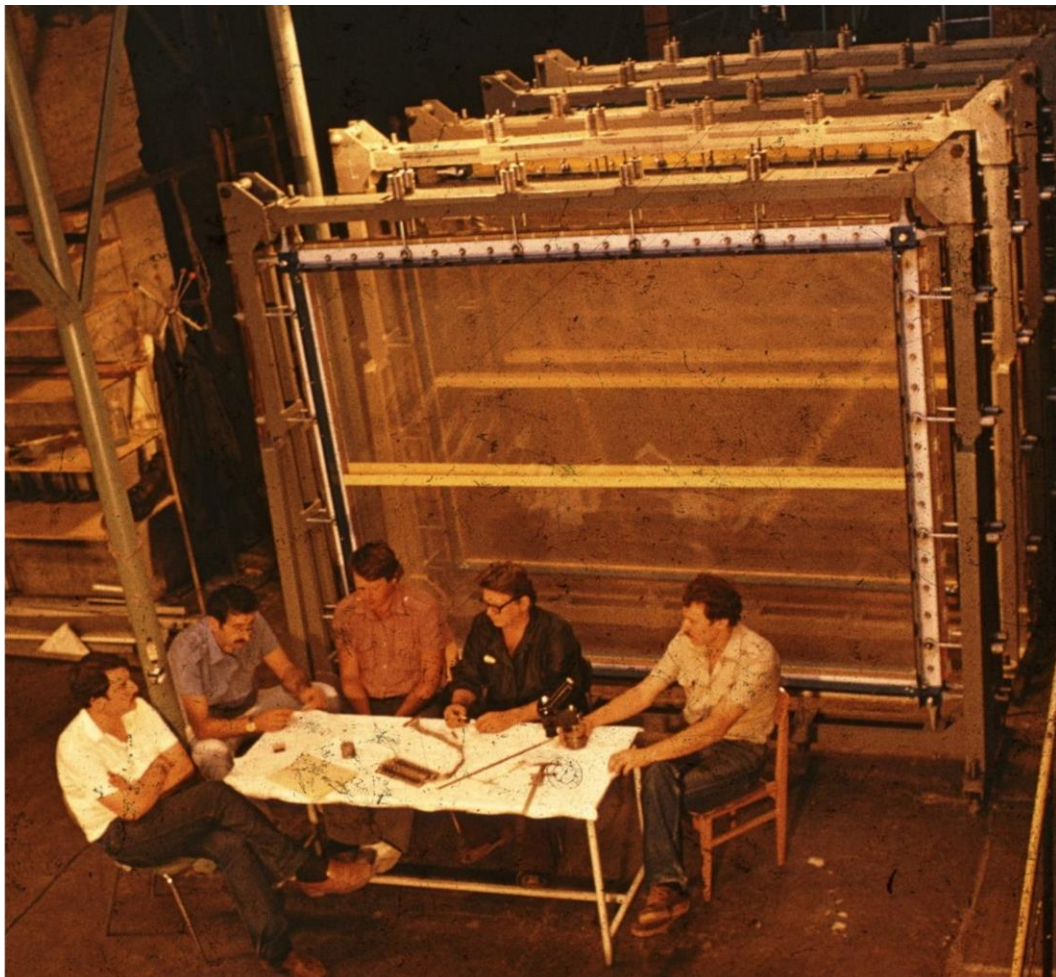
აღინიშნოს, რომ რეჟიმი მხოლოდ არგონ-იზობუთანის ნარევი არ ჩამოყალიბდა. იზოპროპილის სპირტის ორთქლის დამატებამ გამოიწვია გეიგერულიდან SQS რეჟიმში გადასვლა, და ამასთან სტრიმერული სიგნალის მისაღები ძაბვის სიდიდე დაწია. თხევადი იზოპროპილის სპირტის ტემპერატურა $+20^{\circ}C$ იყო. მეთილალისაგან განსხვავებით, იზოპროპილის სპირტი არ მოითხოვს მინარევისაგან წინასწარ გაწმენდას.

ყოველივე ამან განაპირობა AII ნარევის წარმატებული გამოყენება დიდ დრეიფულ კამერებში [15-17] ამაჩქარებლის ნაწილაკთა ნაკადზე რამდენიმე წლის განმავლობაში. კამერების მუშაობაში არსებით ცვლილებებს ადგილი არ ჰქონია. მაგრამ უნდა აღინიშნოს, რომ AII ნარევით მუშაობისას კამერის მოცულობაში შემჩნეული იქნა ნახშირბადის დიდი რაოდენობით გამოყოფა. ზოგიერთ

შემთხვევაში ეს გახდა სასიგნალო და მაღალი ძაბვის მავთულებს შორის გვირგვინა განმუხტვის წარმოშობისა და შესაბამის არხებზე ეფექტურობის დაცემის მიზეზი.

სურ.15-21-ზე მოყვანილია მეორად ნაწილაკთა რეგისტრაციის დრეიფის დროითი სპექტრები AMM და AII გაზური ნარევებისათვის, მიღებული ექსპერიმენტის დროს. როგორც ნახაზიდან ჩანს, AII ნარევის დროს დრეიფის დრო 10÷15%-ით ნაკლებია, ვიდრე AMM ნარევისთვის. ამას გარდა, AII სპექტრი უფრო ახლოსაა იდეალურ მართკუთხა ფორმასთან, რაც ანოდიდან დიდ მანძილებზე რეგისტრაციის შედარებით მაღალი ეფექტურობის მაჩვენებელია და ენერგიული მეორადი ფოტონების შთანთქმის დიდ ალბათობაზე მიუთითებს.

დუბნის ბირთვული კვლევის გაერთიანებულ ინსტიტუტში ჩაეყარა საფუძველი SQS კამერების შექმნის ორიგინალურ ტექნოლოგიებს. პროტვინოს ამაჩქარებელზე, ექსპერიმენტებზე VES [15-11] და GAMS-4π [15-26] დადგმული იყო ფართოფორმატიანი SQS კამერები (2.5x1.9 მ² და 1.5x1.5 მ²) [15-17,18], რომლებმაც ხანგრძლივი ექსპლუატაციის მაღალი მაჩვენებლით გამოიჩინეს თავი.



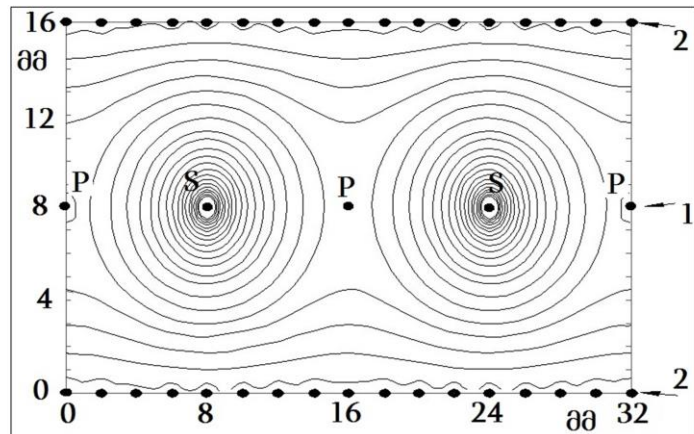
სურ.15-22. დრეიფული SQS კამერები VES-ექსპერიმენტის დანადგარზე და მათი შემქმნელი ჯგუფი (1989 წ)

დიდი კამერის საერთო ხედი სურ.15-22-ზეა მოცემული. გარე ხისტ მზიდ ფერმაში გაჭიმულია მავთულოვან ელექტროდებიანი პაკეტი. კამერა შეიცავს 4

მაღალი ძაბვის (კათოდურ) სიბრტყეს და მათ შორის განლაგებულ 3 სასიგნალო (ანოდურ) სიბრტყეს (X,Y,W). თითოეული სიბრტყე დურალუმინის ჩარჩოა მასზე დაწებებული სასიგნალო და კათოდური პლატებით. ამ პლატებზე დარჩილია კამერის სამუშაო მავთულები. გარე (სახურავის) ჩარჩოებზე გადაჭიმულია ლავსანის (მაილარის) გამჭვირვალე ფირი გაზური არის გამოსაყოფად. შედარებით მცირე კამერა 5 კათოდისა და 4 ანოდისგან შედგება (X,Y,W,V). ურთიერთპერპენდიკულარული (X, Y) კოორდინატული სასიგნალო მავთულების გარდა

დახრილმავთულებიანი სიბრტყეები ($W, V - 14^\circ, 76^\circ$) მარჯვენა-მარცხენა განუზღვრელობის მოსახსნელადაა გათვალისწინებული.

სასიგნალო სიბრტყეზე ანოდური და პოტენციალური მავთულები მონაცვლეობენ. სურ.15-23 გვიჩვენებს დრეიფული უჯრედის ელექტრული მალწირების ფორმას, მოდელირებულს „GARFIELD“ [15-27]



სურ.15-23: ეკვიპოტენციური წირების დიაგრამა დრეიფული უჯრედებისათვის. 1-ანოდური სიბრტყე, 2-კათოდური სიბრტყე, P და S - პოტენციური და სასიგნალო მავთულებია

პროგრამული პაკეტის საშუალებით.

მანძილი ანოდ-კათოდურ სიბრტყეებსა და ანოდ-პოტენციალურ მავთულებს შორის 8 მმ-ია. ეს დისტანცია უზრუნველყოფილია სიბრტყეთშორისი პლასტიკური სპეისერების საშუალებით. მავთული ბერილიუმ-ბრინჯაოს შენადნობია, $\varnothing 100$ მკმ. კათოდურ სიბრტყეებზე დაჭიმულობა 100 გრამია, ანოდურ სიბრტყეზე კი 200 გრამი.

კამერის პაკეტის ხისტ ჩარჩოში გაჭიმვა არის სწორედ ის მექანიკური სიახლე, რაც ამ დეტექტორების დამზადებისას დაინერგა. დიდი გაბარიტის დეტექტორი საკუთარ სამუშაო გეომეტრიულ ფორმას ვერ ინარჩუნებს და ამ გზით იუსტირების საკითხი წარმატებით იქნა გადაჭრილი (სურ. 19-29).

კამერების SQS სამუშაო რეჟიმი სავსებით შეესაბამებოდა ექსპერიმენტული დანადგარის სამუშაო პირობებს დატვირთვისა და მოთხოვნილი სივრცული გარჩევისუნარიანობის მხრივ.

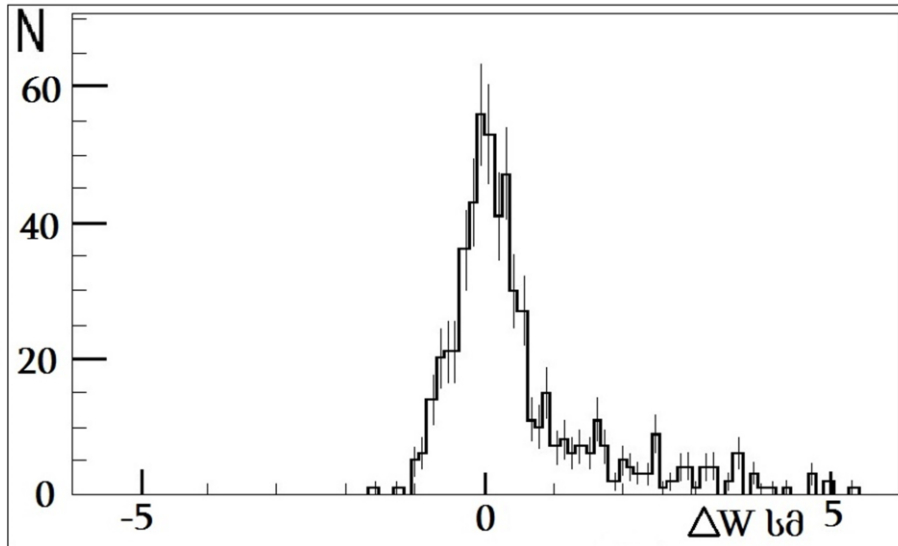
სურ.15-24-ზე სიზუსტის შემოწმების შედეგი-ჰისტოგრამაა მოცემული. კამერის X და Y სიბრტყეებიდან გამოითვლებოდა ნაწილაკის W-მავთულიდან დაცილების მანძილი W_z . ამის შემდეგ იგი ედარებოდა ამავე მავთულიდან რეალურად მიღებულ კოორდინატას W_0 .

$$\Delta W = W_z - W_0 \quad \{15-29\}$$

მიღებული ΔW სხვაობების ჰისტოგრამა კარგად აღიწერებოდა გაუსის განაწილებით $\sigma \approx 180$ მიკრონი გადახრით კამერის სიბრტყის მიმართ პერპენდიკულარული ტრეკებისათვის (ფონური მიუონები, დახრის კუთხე 10

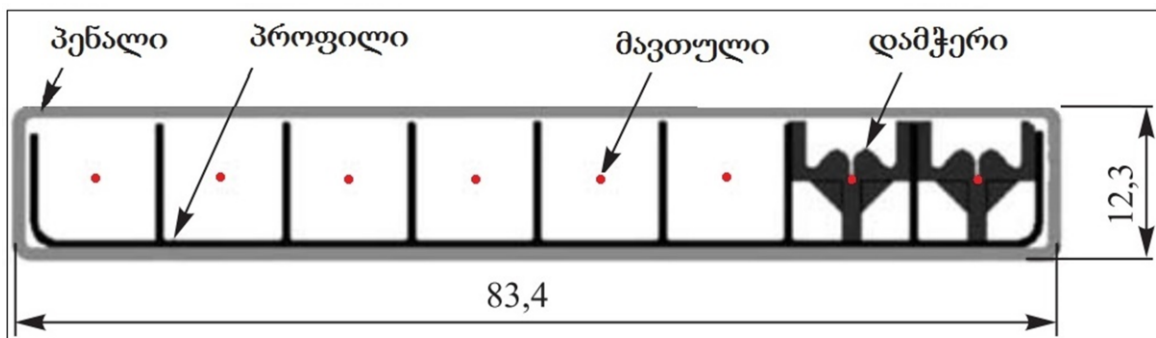
მილიარდიანამდე). გაბნეული მეორადი ნაწილაკებისათვის (დახრის კუთხე 230 მრად) მიღებულია სიდიდე $\sigma \approx 230$ მიკრონი.

მავთულოვანი დეტექტორის მომსახურებაში დიდი პრობლემაა მავთულის გაწყვეტის შემთხვევები. SQS რეჟიმი თავისი ბუნებით არ მოითხოვს ძალიან მცირე დიამეტრის მავთულს, როგორც ეს პროპორციული კამერისთვისაა საჭირო. პირიქით, მცირე დიამეტრის შემთხვევაში SQS რეჟიმი არ ფორმირდება, რადგან



სურ. 15-24. კოორდინატული ცდომილების შეფასების დიაგრამა

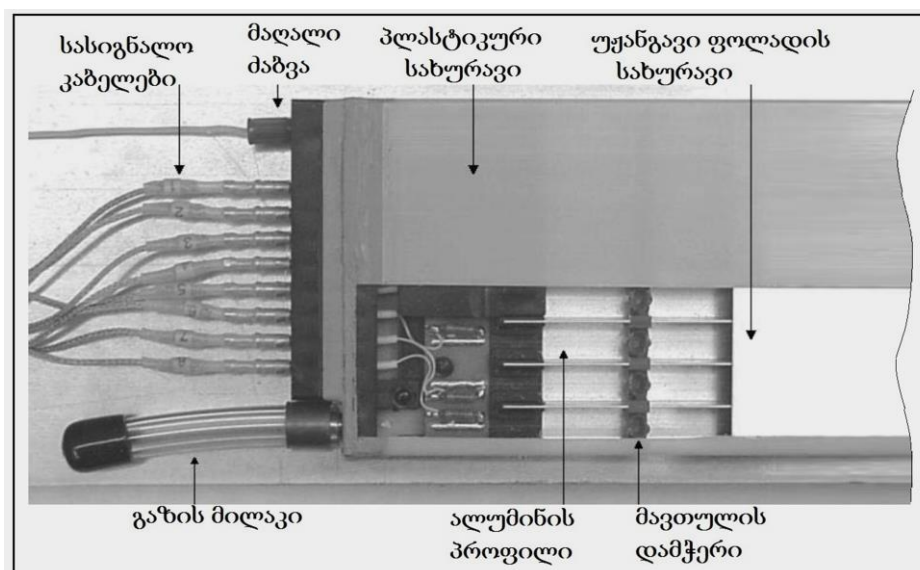
ელექტრული ველის დაძაბულობა ამ დროს ძალიან მაღალია მავთულის მახლობლობაში, სტრიმერული განმუხტვის ნაცვლად გეიგერული რეჟიმი ყალიბდება, რაც ნელმოქმედა და გამოუსადეგარი. 100 მიკრონი დიამეტრის მავთული კი გაწყვეტის პრობლემასთან მიმართებაში საკმაოდ მედეგია.



სურ.15-25: DELPHI-დანადგარის სტრიმერული მილაკის განივი ჭრილი

როგორც უკვე იყო აღნიშნული, დიდ ექსპერიმენტულ დანადგარებში უპირატესობა ეძლევა დეტექტორებს, რომელთა სამუშაო არე სტრუქტურულია, რათა ლოკალური ავარიის შემთხვევაში მთელი დეტექტორი არ გამოვიდეს მწყობრიდან. ამ პრობლემასთან ბრძოლის ეტაპზე შემუშავებული იქნა სტრიმერულ რეჟიმზე მომუშავე პანელ-დეტექტორების შექმნის იდეა, ე.წ. იეროჩის მილაკები [15-28].

ეს არის ექსტრუდირებული პლასტიკური მასალისაგან შექმნილი 8-სექციიანი გრძელი პანელი, რომლის ყოველი სექციის ცენტრში თავსდება სასიგნალო მავთული, თავად სექციების შიდა კედლები იფარება ნახშირბადის შემცველი საღებავით ელექტროგამტარობის შესაქმნელად (სურ.15-25). შემდგომ ეს პანელი თავსდება ჰერმეტიკ კორპუსში და ამგვარად ყალიბდება 8 დამოუკიდებელი მთვლელისაგან შექმნილი ბლოკი, რომელიც ზემოთ აღნიშნული მავთულის გაწყვეტისა და სხვა დაზიანების სრულ დეტექტორზე გავრცელების პრობლემისაგან თავისუფალია. პანელების შექმნის სიმარტივემ განაპირობა ამგვარი დეტექტორის ფართო გავრცელება სხვადასხვა ექსპერიმენტულ დანადგარებში. მაგალითად, ცერნის e^+e^- კოლაიდერზე LEP, სტრიმერული მილაკები DELPHI-ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრის მთავარი შემადგენელი ნაწილი იყო [15-29,30,31]. 19000 პანელი, თითოეული ~8



სურ.15-26: სტრიმერული მილაკის სათავო ნაწილი ელემენტების მითითებით

სმ სიგანით და სხვადასხვა, 40-დან 410 სმ სიგრძეებით, განთავსებული იყო 5 სმ სისქის რკინის მშთანთქმელ ფენებს შორის. მრავალწლიანი მუშაობის განმავლობაში დაზიანდა მხოლოდ 150 პანელი, რომლებიც დეტექტორის სხვა ელემენტების დაზიანებლად ამოერთო აქტიური ქმედებიდან.

სამუშაო ძაბვის განიერი პლატო, სიგნალის მაღალი ამპლიტუდა (შესაძლებელია დიდ ზღურბლიანი გამამლიერებლების გამოყენება გარეშე ხმაურის ჩასახშობად), რეჟიმის მახასიათებლების სუსტი დამოკიდებულება გაზური ნარევის შემადგენლობის მცირე გადახრებზე, მაღალი დატვირთვისუნარიანობა ($\sim 10^6$ ნაწ/წმ) – ყოველივე ეს SQS რეჟიმს მიმზიდველს ხდის დიდი მგრძობიარე ფართის მქონე დეტექტორებში სამუშაოდ მის გამოსაყენებლად. რეჟიმის ნაკლად შეიძლება ჩაითვალოს ნახშირბადის დიდი რაოდენობის შემცველი მინარევები გაზურ ნარევაში, რაც დეტექტორის პერიოდულად „გარეცხვას“ ითხოვს. ეს კამერების კონსტრუქციას გარკვეულ პირობას ადებს - დეტექტორი უნდა იყოს დაშლადი, პროფილაქტიკური

სამუშაოების ჩასატარებლად. რეჟიმით მიღებული სიგნალის ამპლიტუდა არაა პირველად იონიზაციაზე დამოკიდებული, ამიტომ გამავალი ნაწილაკის შესახებ ენერგეტიკული ინფორმაცია იკარგება. თანამედროვე ამაჩქარებლების მაღალი ნათება უკვე კამერის დატვირთვის მახასიათებელს აჭარბებს, ამიტომ ამგვარი დეტექტორი სამიზნიდან მხოლოდ მოშორებით ხდება გამოყენებადი, სადაც მეორადი ნაწილაკები უკვე დანადგარის დანარჩენი დეტექტორების გავლის შემდეგ ხვდებიან და მაღალი კოორდინატული სიზუსტე აქტუალური აღარაა.

- **მაღალი კუთრი წინაღობის სიბრტყეებიანი კამერები (RPC)**

მაღალი კუთრი წინაღობის სიბრტყეებიანი კამერები (Resistive Plate Chambers – RPC), პირველად შექმნეს რ. სანტონიკომ და რ. კარდარელიმ 1980-იანი წლების დასაწყისში [15-32]. ამ კამერებს შეუძლია დამუხტული ნაწილაკების დაფიქსირება ორ მაღალი კუთრი წინაღობის მქონე ბრტყელ, პარალელურ ელექტროდებს შორის მოთავსებული გაზის იონიზაციის საშუალებით, სადაც დამუხტული ნაწილაკის გავლისას, გაზის პირველადი იონიზაციისას წარმოქმნილი მუხტი ორ ელექტროდს შორის შექმნილ ერთგვაროვან ელექტრულ ველში გარდაიქმნება ღვარად.

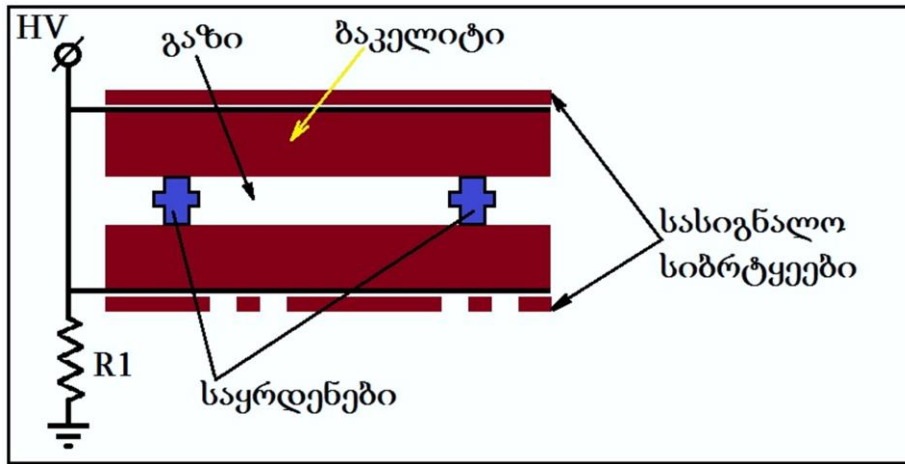
ამ ტიპის დეტექტორების საერთო წინაპრად შეგვიძლია ჩავთვალოთ J. W. Keuffel-ის მიერ 1949 წელს შექმნილი პარალელურ-სიბრტყეებიანი ნაპერწკლოვანი მთვლელი [15-33]. ეს მთვლელი შედგებოდა ერთმანეთისაგან რამდენიმე მილიმეტრით დაშორებული ლითონის ორი ფირფიტისაგან, რომელთა შორის გაზი იყო მოთავსებული. ფირფიტებზე მიმდევრობით ჩართული დიდი წინაღობების გავლით მოდებული იყო მაღალი ძაბვა. ამ მთვლელებს გეიგერ-მიულერის მთვლელთან შედარებით უკეთესი გარჩევისუნარიანობა აქვს, მაგრამ ამასთანავე აქვს ორი დიდი შეზღუდვა:

- ელექტროდებზე მუხტის აღდგენის დიდი დრო, შესაბამისად, დეტექტორის დიდი მკვდარი დრო
- დეტექტორის ძალიან დაბალი სტაბილურობა, რაც ართულებდა მის გამოყენებას

პირველი მცდელობა სტაბილური პარალელურ-სიბრტყეებიანი კამერების შექმნისა ეკუთვნის ი. პესტოვს, რომელმაც პირველმა შესთავაზა მაღალი კუთრი წინაღობის სიბრტყეების გამოყენება ლითონის სიბრტყეების მაგივრად [15-34]. ასეთი სიბრტყე ზღუდავს ნაწილაკის გავლის წერტილის ახლოს ღვარის წარმოქმნაში მონაწილე მუხტს და სიბრტყის დანარჩენი ფართი ისევ ეფექტური რჩება. პესტოვის დეტექტორში ელექტროდებად გამოიყენებოდა მინის თხელი ფირფიტები, მაგრამ ძალიან ძნელი აღმოჩნდა თანაბარი სისქის და დიდი ზომის ფირფიტების დამზადება. ამასთანავე, მინის სიმყიფის გამო ფირფიტები ადვილად იმსხვრეოდა.

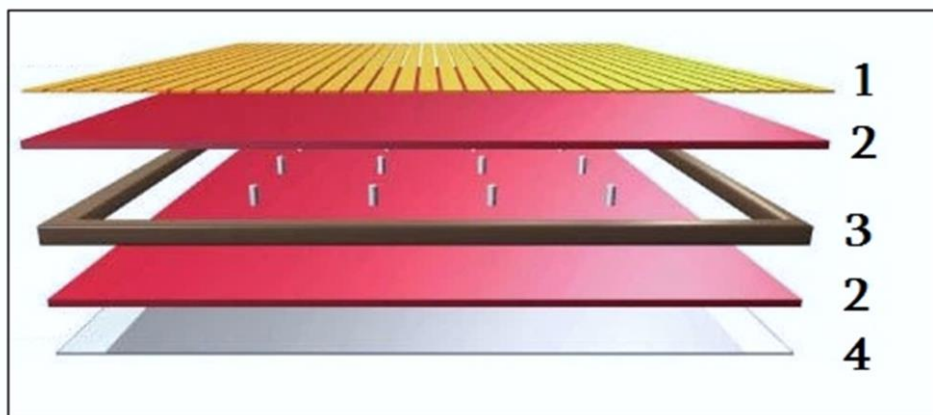
RPC კამერებში ელექტროდების დასამზადებლად გამოიყენება ლამინირებული ფენოლის ფისოვანი მასალა, ბაკელიტი, რომელმაც სახელი მიიღო მისი შემქმნელის, ბელგიური წარმოშობის ამერიკელი ქიმიკოსის, ლეო ბაკელანდის (Leo Baekeland) პატივსაცემად. ეს მასალა არის ძალიან იაფი (ძირითადად გამოიყენება ავეჯის წარმოებისას), აქვს კარგი მექანიკური მახასიათებლები. მისი დამუშავება და ნებისმიერი ფორმის მიცემა ძალიან ადვილია. ასევე ადვილია წარმოების პროცესში მასალის კუთრი წინაღობის კონტროლი, რაც ერთ-ერთი გადამწყვეტი ფაქტორია დეტექტორების შექმნისას.

ბაკელიტის მასალის კუთრი წინაღობა $10^{10} \div 10^{12}$ ომი·სმ რიგისაა.



სურ. 15-27: RPC კამერის სტრუქტურა

RPC კამერებში ბაკელიტის ელექტროდების ტიპური სისქე 2 მმ-ია, ასევე 2 მმ-ია ბაკელიტებს შორისი გაზური მოცულობის სიმაღლე (სურ. 15-27). სიბრტყეების პარალელობის შესანარჩუნებლად ბაკელიტები დაწებებულია 2 მმ სისქის ჩარჩოზე და ელექტროდებს შორის გარკვეული ბიჯით, დაახლოებით ყოველ 10 სმ-ში, ჩაწებებულია ასევე დიელექტრიკისაგან (მაგ. პოლიკარბონატი) დამზადებული 2 მმ სიმაღლის სპეციალური საყრდენები. ეს საშუალებას გვაძლევს შევინარჩუნოთ ელექტროდების პარალელობა დიდი ზომის, 3-4 მ² დეტექტორების დამზადებისას (სურ. 15-28).

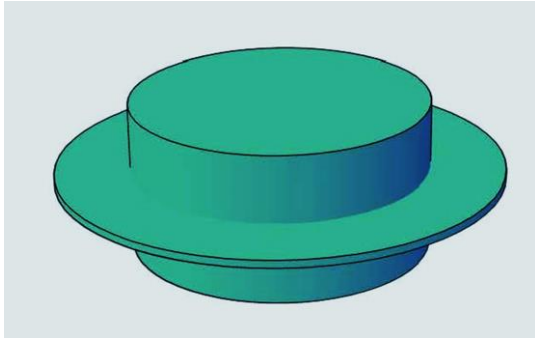


სურ.15-28: გაზური მოცულობა. 1- მადეტექტირებელი სტრიპები, 2-ბაკელიტის სიბრტყეები, 3-ჩარჩო, 4- მაღალძაბვიანი ალუმინის ფოლგა

ამ საყრდენებს აქვთ სპეციფიური ფორმა: ცენტრალური ნაწილი არის უფრო განიერი. ეს ხელს დეტექტორის გაზურ არეში უმლის ე. წ. „შავი დენების“ (Dark current) წარმოქმნას (სურ. 15-29).

გაზურ მოცულობაში ელექტრული ველის ფორმირებისთვის ელექტროდების მთელ გარე ზედაპირზე დაფენილია გრაფიტის თხელი ფენა, რომლის ზედაპირული წინაღობა $100 \text{ K}\Omega/\square$ რიგისაა და მიერთებულია მაღალი ძაბვის წყაროს დადებით და უარყოფით პოლუსებთან. გრაფიტის ზედაპირზე დაწებებულია რომელიმე დიელექტრიკი, როგორც წესი 0.1-0.2 მმ სისქის ლავსანის

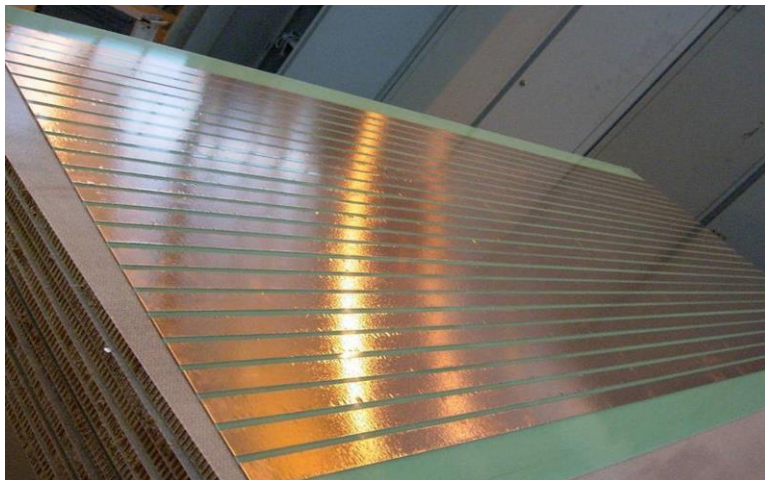
ან კაპტონის ფირი. ეს უზრუნველყოფს მაღალი ძაბვის ზედაპირების იზოლაციას დეტექტორის დანარჩენი ნაწილებისაგან.



სურ. 15-29: საყრდენის ფორმა

სიგნალის კითხვა ხდება 3 სმ სიგანის სპილენძის სტრიპების საშუალებით. სტრიპები, როგორც წესი, დაფენილია ბეჭდური სქემების საბაზო მასალაზე (სურ. 15-30), ან, როგორც ATLAS-ის და CMS-ის შემთხვევაში, მსუბუქი ფოროვანი მასალის 2 მმ სისქის ფირფიტაზე. ფირფიტის მეორე მხარე მთლიანად დაფარულია სპილენძით და ფირფიტის სისქე ისეა შერჩეული, რომ თითოეული სტრიპის ტალღური

წინაღობა 25 ომის ტოლია. სტრიპის ერთი ბოლო მიერთებულია სიგნალის გამაძლიერებელთან, მეორე ბოლო 25 ომი წინაღობის გავლით - მიწასთან (დეტექტორის ნულოვან პოტენციალთან). ასეთ დროს ელექტრული სიგნალი უფრო სტაბილურია, არ ხდება არეკვლა სტრიპის ბოლოებიდან და გამაძლიერებლის ელექტრული ხმაურის დონეც დაბლა იწევს. გაზურ არეში ღვარის წარმოქმნის შემთხვევაში ტრიპებზე ინდუცირდება სიგნალი, რომელიც გაძლიერების შემდეგ გადაეცემა რეგისტრაციის ელექტრონიკას.



სურ. 15-30. დეტექტორის სტრიპული ფირფიტა

ელექტრული ველის მაღალი ინტენსივობა (40-50 კვ/სმ) უზრუნველყოფს თავისუფალი ელექტრონებისაგან ღვარის წარმოქმნას. ღვარის სიდიდე, პირველ მიახლოებაში, შეგვიძლია ავხსნათ ტაუნსენდის კანონით, როგორც თავისუფალი ელექტრონის x საწყისი მდებარეობის ფუნქცია:

$$N(x) = N(0)e^{\alpha x},$$

სადაც $N(0)$ პირველადი იონიზაციის მუხტია და α ტაუნსენდის კოეფიციენტი. α დამოკიდებულია მოდებული ძაბვაზე და გამოითვლება ექსპერიმენტულად.

მაღალი კუთრი წინაღობის სიბრტყით კამერებს შეუძლიათ გაზების სხვადასხვა ნარევეზე მუშაობა. ნარევის შემადგენლობა დამოკიდებულია

კონკრეტულ ამოცანებზე, რომლისთვისაც კამერები გამოიყენება. ATLAS და CMS ექსპერიმენტებზე მაღალი კუთრი წინაღობის სიბრტყეებიანი კამერებისთვის შეირჩა ტეტრაფლურეთანის ($C_2H_2F_4$) 94.7%, იზობუტანის ($ISO C_4H_{10}$) 5% და SF_6 -ის 0.3% სამკომპონენტოანი გაზის ნარევი. პირველი კომპონენტი - ტეტრაფლურეთანი, არის მაღალი სიმკვრივის გაზი და წარმოადგენს პირველადი იონიზაციისას გამოთავისუფლებელი იონური წყვილების ძირითად წყაროს, იზობუტანი გამოიყენება ღვარის ფორმირებისას წარმოქმნილი ფოტონური კომპონენტის შესამცირებლად, SF_6 წარმოადგენს სტრიმერულ ბარიერს, ჩამქრობს, ის ხელს უშლის ელექტრონულ-იონური ღვარის სტრიმერად გარდაქმნას.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, გაზური მოცულობის გარე ზედაპირზე დაფენილ გრაფიტის შრეებზე მოდებულია მაღალი ძაბვა. ძაბვის სიდიდე დამოკიდებულია რამდენიმე პარამეტრზე: პირველ რიგში, ეს არის გაზური მოცულობის ზომები - ბაკელიტის სისქე და მათ შორის მანძილი, გაზის ნარევი, კამერის მუშაობის რეჟიმი და ა.შ. ATLAS და CMS ექსპერიმენტების შემთხვევაში კამერები მუშაობენ პროპორციულ რეჟიმში. ამ რეჟიმის მისაღწევად და მოცემული გაზური ნარევისთვის სამუშაო ძაბვა დაახლოებით 10 კვ-ია, შესაბამისად, 2 მმ-იან გაზურ სივრცეში ელექტრული ველის დამაბულობა 50 კვ/სმ აღწევს. ასეთ ძლიერ ველში გაზური გამძლიერების კოეფიციენტი დაახლოებით 10^7 რიგისაა.

ასეთი გამძლიერება დროს, თუ მაგალითად, პირველადი იონიზაციისას დაიბადა 10 თავისუფალი ელექტრონი, წარმოქმნილ ღვარში მათი რაოდენობა უკვე 100 მილიონამდე გაიზრდება. შესაბამისად, სტრიპებზე ინდუცირებული მუხტი მაქსიმალური გამძლიერების შემთხვევაში იქნება:

$$Q = Q_e \times 10^8 = 1.6 \times 10^{-19} \times 10^8 = 1.6 \times 10^{-11} \text{ კულონი}$$

სადაც Q_e ელექტრონის მუხტია (1.6×10^{-19} კულონი).

გაზურ მოცულობაში ღვარის წარმოქმნის პროცესი ძალიან სწრაფი, 1-1.5 ნანოწამის რიგისაა, ესაა ამ ტიპის დეტექტორების დროითი მახასიათებელი. სტრიპებზე ინდუცირებული მუხტი მიემართება სტრიპის ორივე ბოლოსაკენ, ე.ი. მუხტის ნახევარი გადაეცემა სტრიპის ერთ-ერთ ბოლოში დამონტაჟებულ გამამძლიერებელს. გამამძლიერებლის ინტეგრირების დრო $\tau \approx 10$ ნანოწამია, შესაბამისად, სიგნალის დენის ძალის სიდიდე შეადგენს

$$I = \frac{1}{2} \times \frac{Q}{\tau} = \frac{1}{2} \times 1.6 \times 10^{-11} / 10^{-8} = 0.8 \times 10^{-3} = 0.8 \text{ მა}$$

ხოლო სიგნალის ამპლიტუდა

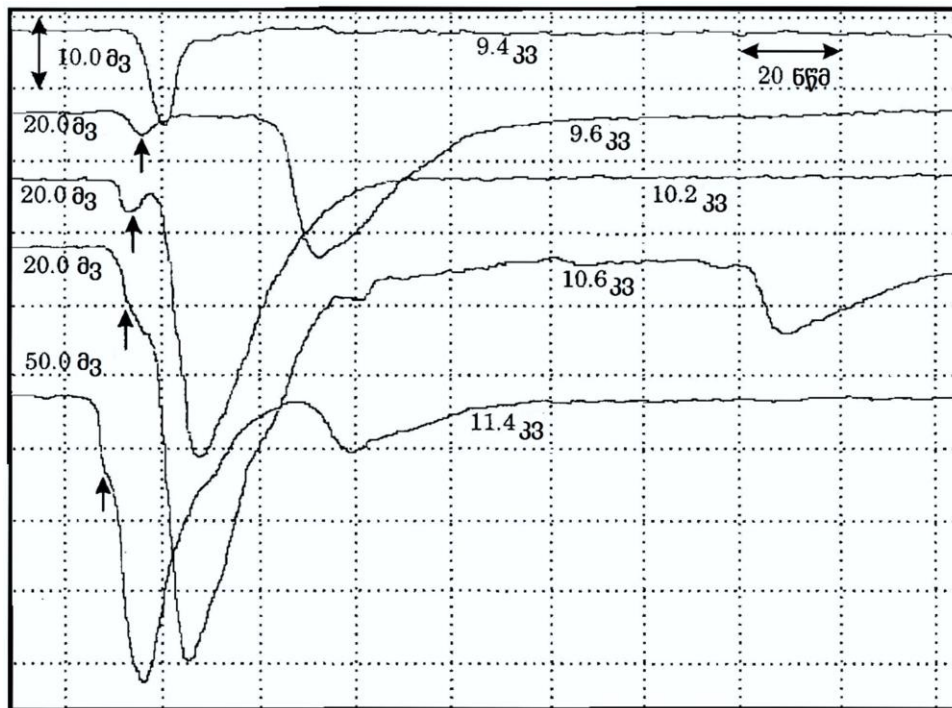
$$V = IR = 0.8 \text{ mA} \times 25 \Omega = 20 \text{ მვ}$$

ეს საკმარისად დიდი ამპლიტუდის სიგნალია, მისი დანახვა გამძლიერების გარეშე თანამედროვე ოსცილოსკოპების საშუალებით თავისუფლად შეიძლება.

გამამძლიერებელში ხდება სიგნალის გაძლიერება (გამძლიერების კოეფიციენტი ≈ 700) და ციფრულ სიგნალად ფორმირება. ფორმირებული ციფრული სიგნალი შემდგომში გადაეცემა მარეგისტრირებელ ელექტრონიკას.

გაზის ნარევი ჩამქრობი კომპონენტის შემცირების, ან მაღალი ძაბვის გაზრდის დროს ღვარული პროპორციული სიგნალი გარდაიქმნება სტრიმერად.

სტრიმერის წარმოშობას წინ ყოველთვის უსწრებს პროპორციული სიგნალი. პროპორციული და სტრიმერულ სიგნალებს შორის დამორება მცირდება ძაბვის ზრდასთან ერთად და ძაბვის გარკვეულ მნიშვნელობებზე ღვარი პირდაპირ გადადის სტრიმერში (სურ. 15-31).



სურ. 15-31: პროპორციული და სტრიმერული სიგნალები

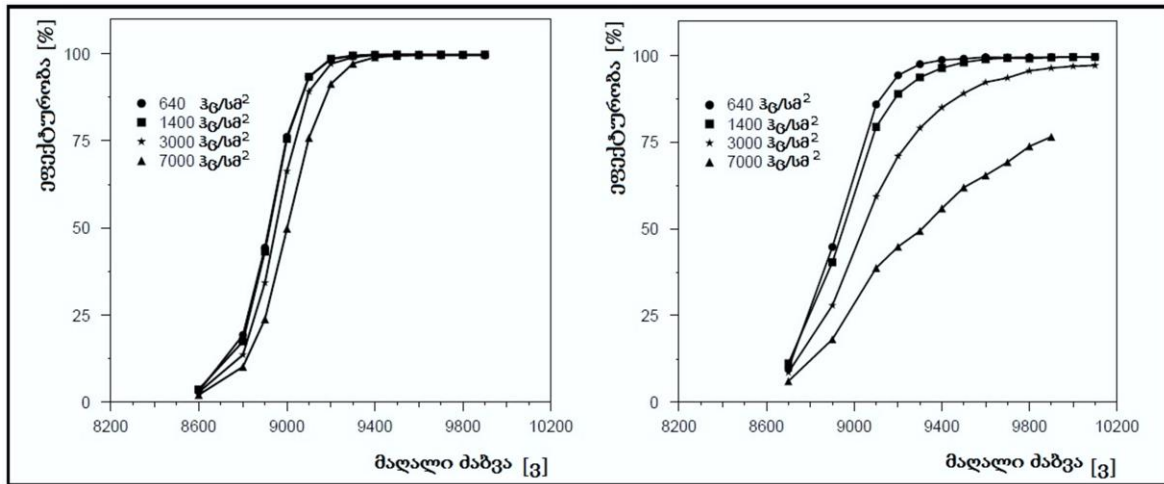
ელექტრონულ-იონური ღვარის წარმოქმნაში მონაწილე მუხტის რაოდენობა დამოკიდებულია ბაკელიტის კუთრ წინაღობაზე. დიდი კუთრი წინაღობა განაპირობებს მცირე ლოკალურ ტევადობას და ღვარში მონაწილე მუხტი მცირე ფართზე ხდება განთავსებული. ეს იმას ნიშნავს, რომ გაზური მოცულობის ერთ ადგილას ღვარის წარმოშობა დანარჩენი ფართის ეფექტურობაზე არ მოქმედებს. მეორეს მხრივ, მაღალი კუთრი წინაღობა ასევე ზრდის მუხტის შევსების დროს

$$T = R \times C$$

სტრიმერში 2-3 რიგით მეტი მუხტი მონაწილეობს, ვიდრე პროპორციულ ღვარში, შესაბამისად, იზრდება ბაკელიტის ზედაპირის ის ფართი, საიდანაც მუხტის გაწოვა ხდება. იზრდება მუხტის შევსების დროც. ამიტომ ბაკელიტის წინაღობის შერჩევა ხდება იმის მიხედვით, თუ რა ფუნქცია აქვს დეტექტორის მოცემულ ექსპერიმენტში. მაგალითად, თუ ვმუშაობთ კოსმოსურ სხივებზე, სადაც ნაწილაკთა ინტენსივობაა დაახლოებით 100 ჰც/მ², ან ექსპერიმენტებში, სადაც დაბალი ინტენსივობაა მოსალოდნელი, შეიძლება გამოყენებული იქნას მაღალი კუთრი წინაღობის ბაკელიტი.

ATLAS და CMS ექსპერიმენტებზე RPC კამერები გამოიყენება მიუონური ტრიგერის ფორმირებისთვის. კამერების მიერ დაფარვის ზონაში მიუონების

ინტენსივობა 10^2 - 10^3 ჰგ/სმ² რიგისაა. ბაკელიტის კუთრი წინაღობა შეირჩა ისე, რომ მაქსიმალურად შემცირებულიყო ღვარის ზომა და, ამავე დროს, მუხტის აღდგენის დრო ყოფილიყო მცირე. ამ ორი პარამეტრის ოპტიმალური შეჯერებით შესაძლებელია კუთრი წინაღობა შეირჩეს იმგვარად, რომ კამერებმა იმუშაონ



სურ. 15-32: RPC კამერების ეფექტურობა სხვადასხვა ინტენსივობის პირობებში დაბალი (მარცხნივ) და მაღალი (მარჯვნივ) კუთრი წინაღობის შემთხვევაში

მაღალი ეფექტურობით დიდი ინტენსივობის პირობებში (სურ.15-32).

კომბინირებული დეტექტორების განხილვისას ისევ მივუბრუნდებით RPC-კამერებს, როგორც ტრიგერული (RPC) და კოორდინატული (MDT) ბლოკის ნაწილს დიდ ადრონულ კოლაიდერზე მოქმედი „ატლას“-ექსპერიმენტის მიუონურ სპექტრომეტრში (სურ.16-1). ასევე, ALICE-დანადგარის TOF დეტექტორში დროითი ფიქსაციისათვის მინის ფირფიტებიანი RPC კამერებია გამოყენებული (სურ.16-16).

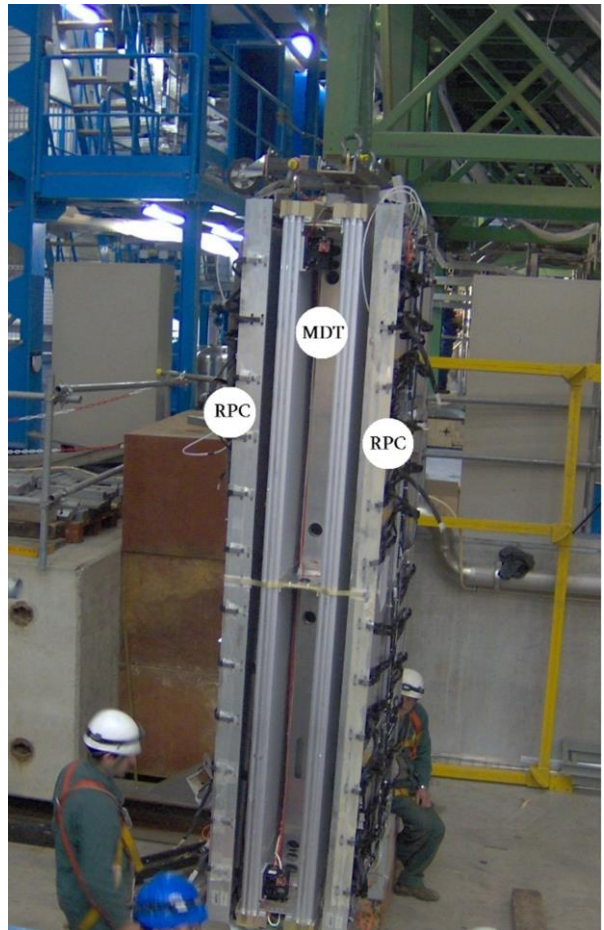
16. კომბინირებული დეტექტორები

მაღალი ენერგიების ფიზიკის ექსპერიმენტული დანადგარი შეიძლება განვიხილოთ, როგორც დიდი, კომბინირებული დეტექტორი, რომელიც ურთიერთქმედების წვეროდან წამოსული მეორადი ნაწილაკების რეგისტრაციას ახდენს მათი სხვადასხვაგვარი გამოვლინებებით - იონიზაციით, გამოსხივებებით, მასალის ქიმიური შემადგენლობის ცვლით და ა.შ. ყოველი შემადგენელი მცირე დეტექტორის მუშაობის პრინციპი ემყარება ამგვარ გამოვლინებებს და ცდილობს მათ ჩვენთვის მისაღებ ფორმაში „გაცოცხლებას“ - ზოგი მათგანი გვადლევს კოორდინატს, ზოგი გვაჩვენებს ტრეკს, იზომება ენერგია, იდენტიფიცირდება ნაწილაკი და ა.შ.

როგორც წესი, დეტექტორი წარმოადგენს გარემოს, რომელშიც გამჭოლმა ნაწილაკმა თავი უნდა გამოავლინოს, და ასევე ამ გამოვლინების მიმღებ ელემენტებს.

გაზური განმუხტვის კამერაში ნაწილაკი ქმნის იონიზაციას და ვაფიქსირებთ ამ იონიზაციას. ასევე, ჩერენკოვის მთვლელში ფოტომიმღები მილაკები აფიქსირებენ ამ მთვლელის რადიატორში შექმნილ გამოსხივებას.

კომბინირებულ დეტექტორს ვუწოდებთ ისეთ ხელსაწყოს, რომელშიც ორ საფეხურად ხდება ნაწილაკის რეგისტრაცია. ამის მაგალითია გარდამავალი გამოსხივების რეგისტრაცია. პირველი საფეხურია გამჭოლი ნაწილაკის მიერ გამოსხივების შექმნა, მეორე ეტაპზე კი ეს გამოსხივება გაზურ კამერაში ქმნის იონიზაციას და უკვე ეს იონიზაცია ფიქსირდება დეტექტორის მიერ. იგივე დაყოფა შეიძლება ჩერენკოვის მთვლელისთვისაც შემოვიტანოთ: I -რადიატორში გამოსხივების შექმნა და II - გამოსხივებული ფოტონების გადაყვანა ელექტრონების ნაკადად და ამგვარად რეგისტრაცია. ამის გარდა, კომბინირებულ



სურ. 16-1: MDT-RPC კამერების ბლოკის ინსტალაცია „ატლას“ დანადგარში (2005 წ.)

დეტექტორებად მიიჩნევა ორი ან რამდენიმე დეტექტორის გაერთიანება ბლოკებად, როცა იქმნება მახასიათებლების ერთმანეთით შევსება. მაგალითად, დიდ ადრონულ კოლაიდერზე მიმდინარე „ატლას“ ექსპერიმენტის დანადგარში სწრაფი RPC კამერები გაერთიანებულია ბლოკებად კოორდინატულ MDT კამერებთან. ისინი დამოუკიდებელი დეტექტორებია, მაგრამ საკმარისი

ინფორმაცია მიიღება მათი ბლოკებისაგან - RPC კამერების სისწრაფე იძლევა ტრიგერულ ინფორმაციას საჭირო ურთიერთქმედების შესახებ, მაგრამ მისი კოორდინატული სიზუსტე არავითარი დასკვნის გაკეთების საშუალებას არ იძლევა. სამაგიეროდ ეს ფუნქცია აკისრია MDT კამერას, რომელიც 100 მიკრონის სიზუსტის ამოღებაზეა გათვლილი, თუმცა ტრიგერული კამერის გარეშე ის გააჯერებდა მიმღებ ელექტრონიკას ფუჭი ურთიერთქმედებების რეგისტრაციით.

ამჯერად საუბარი გვექნება გარდამავალი გამოსხივების დეტექტორზე, დრო-პროექციულ და ფრენის დროის კამერებზე, რომელთა სარეგისტრაციო ელემენტებს უკვე ცნობილი დეტექტორები წარმოადგენენ, თუმცა ისინი თავისი სირთულის გამო ცალკე ტიპის დეტექტორებად განიხილებიან.

• **გარდამავალი გამოსხივება**

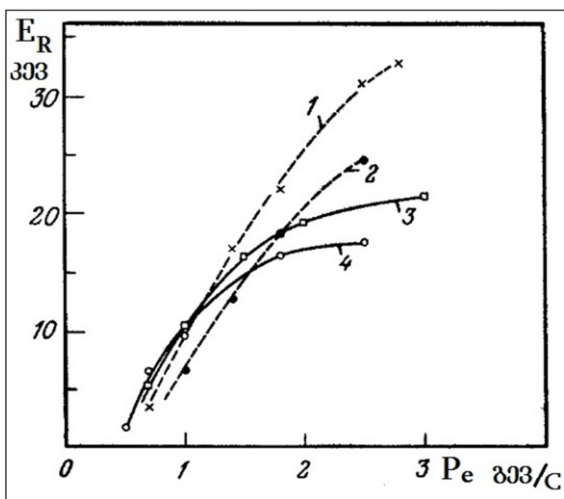
ეს გამოსხივება გამოვლინდა ჩერენკოვის დეტექტორის თვისებების შესწავლის პროცესში. აღმოჩნდა, რომ დეტექტორი არეგისტრირებდა სინათლეს, როცა კორპუსი საერთოდ არ იყო შევსებული გაზი-რადიატორით, ანუ ვაკუუმში. გასაგებია, რომ ამ გამოსხივებას არავითარი პირდაპირი კავშირი ჩერენკოვის გამოსხივებასთან არ ჰქონია. დადგინდა, რომ იგი აღიძვრება, როცა დიდი სიჩქარით მოძრავი ნაწილაკი კვეთს განსხვავებული ოპტიკური გარდატეხის მაჩვენებლების მქონე ორი გარემოს საზღვარს. ამასთან, მათ თანმიმდევრობას გამჭოლი ნაწილაკის გზაზე არ აქვს მნიშვნელობა.

გამოსხივების მექანიზმის ახსნა გასული საუკუნის 40-იან წლებში ვ.გინზბურგისა და ი.ფრანკის მიერ იქნა ჩამოყალიბებული (იხ. თავი II), 50-60-იან წლებში კი უკვე ამ პრონციპებზე მომუშავე დეტექტორებიც შეიქმნა [16-1,2].

გარდამავალი გამოსხივების დეტექტორი შედგება ორი ძირითადი კვანძისაგან: ა) დაბალი z მქონე თხელი პარალელური ფირფიტების ბლოკი გამოსხივების მისაღებად, და ბ) პროპორციული კამერა ამ გამოსხივების დასარეგისტრირებლად. ეს არის სწორედ ის კომბინაცია, რაზეც დასაწყისში იყო საუბარი.

მივაქციოთ ყურადღება, რომ ბლოკი რადიატორი, რომლის ფირფიტების ელემენტების ჯამური სისქე დავუშვათ არის N სმ, იძლევა გარდამავალ გამოსხივებას, ხოლო იგივე მასალის N სმ სისქის ერთიანი ფილა ამ გამოსხივებას არ მოგვცემს. გარდამავალი გამოსხივების მისაღებად საჭიროა ფირფიტებს შორის სხვა გარემოს არსებობა, და არა რადიატორის სისქეში გავლა. ანალოგია იქნება, თუ ორივე შემთხვევაში დავაკვირდებით დამუხრუჭებით გამოსხივებებს.

ფირფიტების დიდი რაოდენობა მაღალი ინტენსივობის გამოსხივებას იძლევა, რაც დეტექტორების ეფექტურობას ზრდის. ამას გარდა, რადიატორის გეომეტრია გავლენას ახდენს გამოსხივებული γ -კვანტების საშუალო ენერგიის სიდიდეზე. მაგალითად, სურ.16-2-ზე მოყვანილია გამოსხივების კვანტების



სურ.16-2: რადიაციული გამოსხივების კვანტის საშუალო ენერგია გამჭოლი ნაწილაკის იმპულსთან თანაფარდობაში

საშუალო ენერგიის დამოკიდებულება გამჭოლი ელექტრონის იმპულსზე, ამასთან იცვლებოდა რადიატორის ფირფიტების რაოდენობა და მათ შორის ბიჯი. ლითიუმის 50 მიკრონიანი ფირფიტებით რამდენიმე რადიატორი იყო აწყობილი: 1 – 1000 ფირფიტა ბიჯით 500 მკმ; 2 – 500 ფირფიტა ბიჯით 500 მკმ, 3,4 – 500 ფირფიტა ბიჯით 200 მკმ. დეტექტორად გამოიყენებოდა პროპორციული კამერა Xe/CO₂ გაზური ნარევით. როგორც ჩანს, მაღალი ენერგიის კვანტის მიღება შეიძლება არა მარტო დამცემი ნაწილაკის იმპულსის ზრდით, ასევე

რადიატორის ზომების ოპტიმიზებითაც [16-3,4].

„ატლას“ექსპერიმენტის TRT დეტექტორი. გარდამავალი გამოსხივების საშუალებით დეტექტორული კომბინაციის ბრწყინვალე ნიმუშია „ატლას“ექსპერიმენტის TRT (Transition Radiation Tracker) დეტექტორი, რომელიც უშუალოდ ურთიერთქმედების წვეროს გარშემოა განთავსებული. დეტექტორი ნაწილია ე.წ. „შიდა დეტექტორისა“. რომელიც მრავალი სხვადასხვა ცალკეული ელემენტისგან შედგება. რადგან უშუალოდ გარს ერტყმიან ურთიერთქმედების წვეროს, აკისრიათ დაბადებული რბილი კომპონენტის რეგისტრაცია-იდენტიფიკაციის ფუნქცია. ატლას-TRT სამი ძირითადი ნაწილისგან შედგება - ცენტრალური, ე.წ. კასრული ნაწილი და ორი განაპირა - სარქველური ნაწილები. ისინი სრულად ფარავენ აქსეპტანსს [16-5]. მიუხედავად კრიტიკული სამუშაო პირობებისა, წარმატებით ართმევენ თავს ამოცანას. არ დაგვავიწყდეს, რომ დეტექტორის ცენტრში უზარმაზარი გამოსხივების გამო საკითხი არა მარტო მეორად ნაწილაკთა დეტექტირებას ეხება, არამედ იმ მასალების გამძლეობას, რომლებსგანაც ეს დეტექტორებია შექმნილი.

დეტექტორის მარეგისტრირებელი კამერა წარმოადგენს მცირე დიამეტრის (Ø4 მმ) მილაკური პროპორციული მთვლელების მესერს, რომელთა ცენტრში გაჭიმულია ანოდური მავთული (Ø30 მკმ). მილაკების სიგრძეები 40 ± 150 სმ ფარგლებშია - ეს დეტექტორში მათი პოზიციის მიხედვით განისაზღვრება. საერთო რაოდენობა კი 300000 აღწევს. როგორც აღვნიშნეთ, მილაკის კედლის

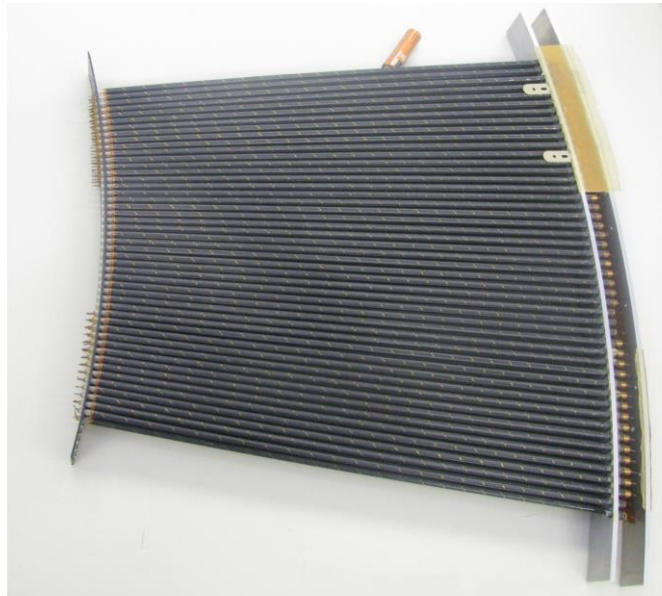


სურ.16-3: ცალკეული „სტროუ“-მილაკები

მასალას უნდა ჰქონდეს მაღალი რადიაციული მედეგობა. მისი შემადგენლობა განისაზღვრა სწორედ დამველების ტესტების პარალელურ რეჟიმში. იგი შედგება ორი ერთმანეთზე დაწებებული ძირითადი შრისაგან, ხოლო თითოეული მათგანი კიდევ 4 შრისაგან: ნახშირბად-პოლიამიდური ნარევი (4 მკმ), ალუმინი (800 Å), პოლიამიდი (25 მკმ) და პოლიურეთანი (3 მკმ). მილაკის დამზადებისას ფირი სპირალურად ეხვევა ყალიბრულ ცილინდრზე და წიბოების შედუღება ხდება 200 °C-ზე გაცხელებით. სწორედ ამისთვისაა შრეებში ჩამატებული პოლიურეთანი. სამუშაო გაზური ნარევია $Xe/CO_2/O_2$. მილაკების დამველება შემოწმებული იქნა არა მარტო რადიაციული მედეგობის მიმართ. სამუშაო რეჟიმში მთვლელს აქვს უნარი იმუშაოს ჯამურ დატვირთვამდე 20 კულონი/სმ, რაც დიდი ადრონული კოლაიდერის 20-წლიან მუშაობას შეესაბამება [16-6]. ამ მთვლელებს სახელად სტროუ (Strow) მილაკებსაც უწოდებენ (სურ. 16-3,46), [16-7].

ამგვარი მილაკებისაგან იკვრება ბლოკები, რომელთა ორიენტაცია დეტექტორში განისაზღვრება გამავალი ნაწილაკის კოორდინატის გასაზომი მდგენელით. სარქველურ ნაწილებში მილაკები ვერტიკალურ სიბრტყეშია,

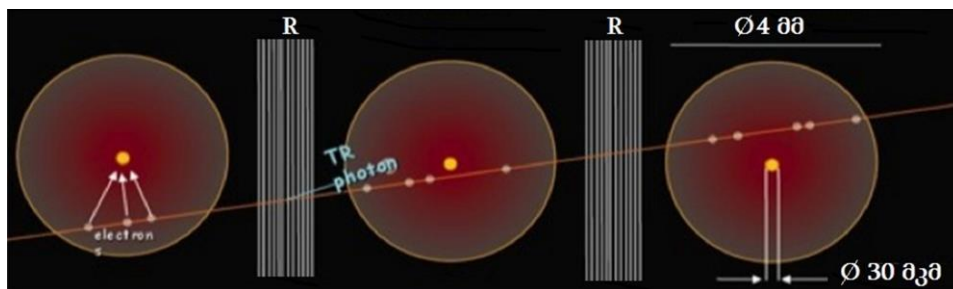
ნაწილაკთა კონის პერპენდიკულარულ დისკში (სურ.16-4). კასრული ნაწილში, სადაც დეტექტორი არხის გარშემოა განლაგებული წრიულად, ცენტრალური ბლოკები შემხვედრი კონების მიმართულების მართებულია, განაპირა ბლოკებში კი გასწვრივადაა ჩაწყობილი.



სურ.16-4: ATLAS TRT დეტექტორის „სტროუ“ - დისკის სექტორი

ყოველ მეორად ნაწილაკს 36 მილაკის გავლა უწევს. ეს არა მარტო ეფექტურობის ასამაღლებლადაა - მილაკებს შორის განთავსებულია გარდამავალი გამოსხივების წარმომქმნელი ფირი-რადიატორების შრეები.

მეორადი დამუხტული ნაწილაკი, გადის რა მილაკურ მთვლელებში, გაზის ჩვეულებრივი იონიზაციის შედეგად იძლევა კოორდინატას. ტრეკზე 36 წერტილის არსებობა მაღალი სიზუსტის კარგი გარანტიაა. ამას გარდა, გარდამავალი გამოსხივება, წამოსული რადიატორიდან, ასევე იძლევა მთვლელებში სიგნალებს, რომელთა მისვლის დრო ანოდურ მავთულამდე ფიქსირდება 1 ნწმ სიზუსტით (ეს შეესაბამება 100 მიკრონიან სიზუსტეს). ფონიდან თავის დასაღწევად სიგნალის ამპლიტუდას გარკვეული ზღურბლი აქვს. ამრიგად, დამატებითი, გარდამავალი გამოსხივების სიგნალი, მისი გაშლის კუთხე გამჭოლი ნაწილაკის ტრექტორიის მიმართ - ეს არის საშუალება საკმაოდ მაღალი სიზუსტით მოხდეს ამ ნაწილაკის იდენტიფიკაცია, რაც დეტექტორის ერთ-ერთი მთავარი ფუნქციაა.



სურ.16-5: გარდამავალი გამოსხივების რეგისტრაციის სქემატური სურათი

სურ.16-5-ზე მოცემულია დეტექტორში გარდამავალი გამოსხივების რეგისტრაციის სქემატური სურათი - გამჭოლი ელექტრონი R-რადიატორიდან მილაკში ტოვებს TR-კვალს [16-6,7], რომელიც ჩვეულებრივ დრეიფულ სიგნალთან ერთად დაიმზირება.

- დრო-პროექციული კამერა (TPC)

დრო-პროექციული კამერა (Time-Projection Chamber, TPC) დეივ ნიგრენის მიერ იქნა გამოგონებული 1974 წელს. მისივე ხელმძღვანელობით იქნა შექმნილი ბერკლიში, ლოურენსის ლაბორატორიაში (LBNL), სტენფორდის 29 გეე-იან e^+e^- შემხვედრ კონებზე (PEP) მოქმედი

ექსპერიმენტისათვის (სურ.16-6). 1977 წელს კარლო რუბიამ გაზური რადიატორის ნაცვლად თხევადი არგონის გამოყენების იდეაც წამოაყენა, რაც ასევე წარმატებით იქნა რეალიზებული.

თავისი არსით TPC დრეიფული კამერაა დიდი, 1 მეტრზე მეტი ზომის დრეიფული უბნით. გამჭოლი ნაწილაკი გაივლის რა ანოდ-კათოდურ სივრცეს, ტრეკის გასწვრივ ტოვებს ელექტრონ-იონური წყვილების ჯაჭვს. ერთგვაროვან ელექტრულ ველში, რომელიც ანოდიდან კათოდისკენაა მიმართული, ამ წყვილების ელექტრონები იწყებენ დრეიფს ანოდისაკენ, ხდება ტრეკის გადატანა ამ მიმართულებით და საბოლოოდ მისი პროექცირება ანოდურ სიბრტყეზე. ამ დროს არაა აუცილებელი, რომ ტრეკი იყოს წრფივი - თუ კამერა მაგნიტურ ველში არის მოთავსებული, გვექნება მუხტისა და იმპულსის



სურ.16-6: დ. ნიგრენი (მარცხნივ) PEP-4 დანადგარის TPC კამერის შახტაში [16-8].

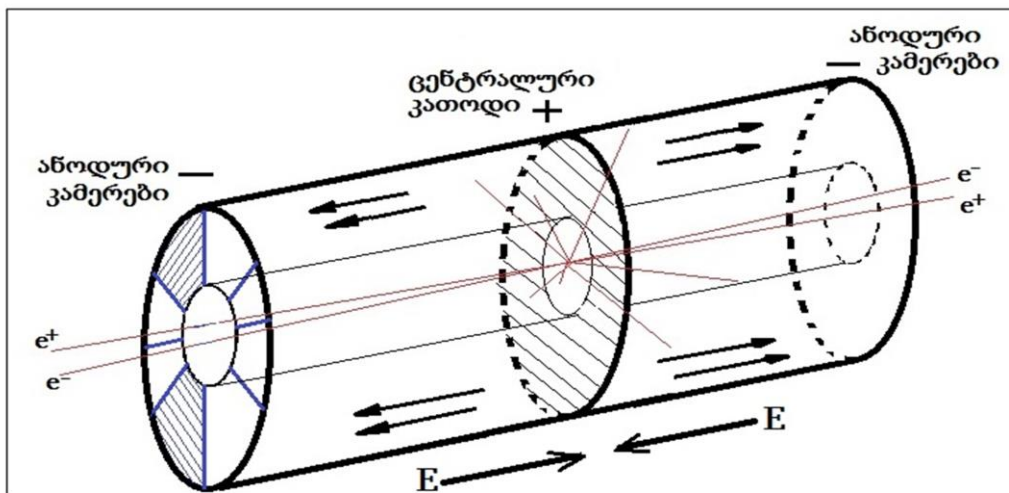
შესაბამისი გამრუდებები. ეს ფორმა „ილექება“ ანოდურ სიბრტყეზე, რაც იძლევა საშუალებას აღდგეს კამერის მოცულობაში მოხვედრილი ნაწილაკის ტრეკის სამგანზომილებიანი ფორმა - პროექციულ ორგანზომილებიან სურათს მესამე განზომილებას ამატებს დროის ფაქტორი - სხვადასხვა სიღრმეში გაჩენილი ელექტრონ-იონური წყვილებიდან წამოსული ელექტრონები ანოდზე სხვადასხვა დაგვიანებით დაეფინება და შესაბამისად, დრეიფის სიჩქარის საშუალებით მესამე კოორდინატაც გამოითვლება.

TPC კამერის კომბინირებულობა სწორედ ამ ფაქტორებშია - ორკოორდინატული კამერა სივრცულამდე ივსება დრეიფული კამერის პრინციპის გამოყენებით. სახელიც ამ ორი ეტაპისგანაა ჩამოყალიბებული: ტრეკის ორი კოორდინატის პროექცია და იმავე ტრეკის სხვადასხვა წერტილების ანოდამდე მოსვლისათვის საჭირო დროის გაზომვის შესაძლებლობა - მესამე კოორდინატის მისაღებად.

ტრადიციულად პროექციის მიმღებად მრავალმავთულიანი პროპორციული კამერები გამოიყენებოდა. დღეისათვის ეს ელემენტი უკვე უფრო დახვეწილი, მიკროსტრუქტურული გაზური დეტექტორებით ჩანაცვლდა. ამის მთავარი მიზეზია მავთულოვანი კამერებიდან მიღებული სიგნალების ანიზოტროპიულობა - მავთულიდან აღებული კოორდინატის სიზუსტე მეტია, ვიდრე კათოდური სტრიპებიდან მიღებული მეორე კოორდინატისა, ან საჭიროა ურთიერთპერპენდიკულარულ ანოდებიანი ორი (ან ორმაგი) კამერის გამოყენება,

რაც გარკვეულ სირთულეებს იწვევს. მიკრომეგას და GEM-კამერები კი სიბრტყეში ორივე კოორდინატას მაღალი სიზუსტით აფიქსირებენ.

დრო-პროექციული კამერები მოსახერხებელი გამოდგა კოლაიდერული ექსპერიმენტებისათვის - კამერის სამუშაო სივრცით ნაწილაკთა კონების გადაკვეთის წერტილის გარშემო არე სრულად იფარება, რაც ურთიერთქმედების წვეროდან წამოსული დამუხტული მეორადი ნაწილაკების მაღალი ეფექტურობით რეგისტრაციას უზრუნველყოფს. სურ.16-7-ზე ცილინდრული კამერა შემხვედრი კონების გამომყოფი მილის გარშემოა განთავსებული. ცენტრალური კათოდი ურთიერთქმედების წვეროზე გამავალ ვერტიკალურ სიბრტყეშია. ისრებით პირველადი იონიზაციის ელექტრონების დრეიფის მიმართულებებია ნაჩვენები. ცილინდრის თავსა და ბოლოს ორკოორდინატიანი ბრტყელი კამერები ფარავს - ისინი სექტორულადაა განთავსებული. ცენტრალური კათოდი კამერის მოცულობას ორ სიმეტრიულ ნაწილად ყოფს - ეს დრეიფის მანძილს ანახევრებს, რაც აქტუალურია - ამგვარი კამერების სიგრძეები ზოგჯერ 2-3 მეტრს აღწევს. ურთიერთქმედების წვეროდან გამოსული მეორადი ნაწილაკები ახდენენ სამუშაო



სურ.16-7: TPC კამერის სქემა e^+e^- კოლაიდერული ექსპერიმენტისათვის

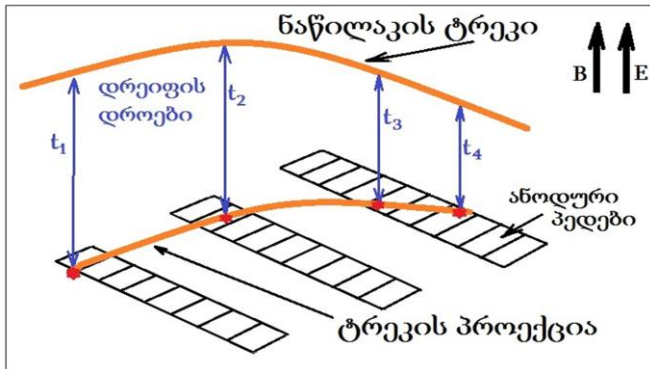
გაზის იონიზაციას ელექტრონ-იონური წყვილების წარმოქმნით. ტრეკი პროექცირდება ანოდურ კამერებზე შესაბამის ნახევრებში.

კიდევ ერთი მიზეზი მხარე, რაც TPC კამერას აქვს, ეს ნაწილაკის მიერ მოცულობის გადაკვეთისას პირველადი იონიზაციის სიდიდის გაზომვის შესაძლებლობაა, რაც მაგნიტურ ველში ტრეკის სიმრუდის გაზომვასთან ერთად იდენტიფიკაციის საშუალებასაც იძლევა.

ელექტრული ველის დახმარებით ტრეკის გადატანის დროს რომ არ დაირღვეს ამ ტრეკის საწყისი ფორმა, საჭიროა ველის მკაცრი ერთგვაროვნება დრეიფის მთელ სიგრძეზე. ელექტრული ველის გასწვრივ მიმართული მაგნიტური ველი ხელს უშლის მოდრეიფე ელექტრონების დიფუზიას, რაც ტრეკის ფორმის შენახვის კარგი საშუალებაა - დიფუზიის სიდიდე ამგვარად 100-ჯერ შეიძლება დაიწიოს.

ტექნოლოგიური თვალსაზრისით კამერა ორ ნაწილად შეიძლება გავყოთ - დრეიფული არე და კოორდინატული ანოდური კამერები. ეს უკანასკნელი

ჩვეულებრივი გაზური განმუხტვის კამერებია, რომლებიც სხვა განყოფილებებში არის განხილული. ერთადერთი მათი თავისებურება ტრაპეციული ფორმაა, რაც დეტექტორის გეომეტრიასთან შესაბამისობითაა განპირობებული.

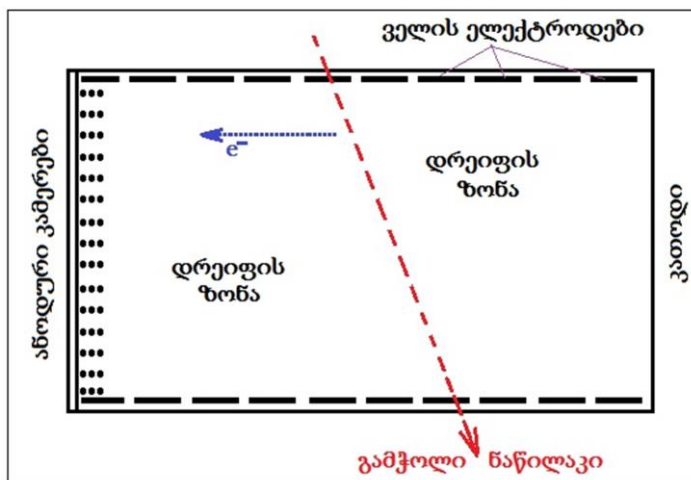


სურ.16-8: კოორდინატების მიღება TPC კამერაში

კოორდინატას. რამდენიმე პედზე მოსული სიგნალის კოორდინატა „წონების“ მეთოდით დაზუსტდება - სიგნალების ამპლიტუდების გაზომვა ამიტომაც არის საჭირო. ამას გარდა ნაჩვენებია ანოდურ სიბრტყეზე ტრეკის სხვადასხვა ნაწილებიდან სიგნალების მოსვლის დროები - ეს კი მესამე კოორდინატის განმსაზღვრელი მომენტია.

კამერის სივრცეში დადებითად დამუხტული იონური ღრუბლის გასანეიტრალებლად ანოდურ კამერასთან გამწოვი პასიური ბადე იჭიმება, მცირედი უარყოფითი პოტენციალით - არ აგვერიოს ეს ბადე მიკრომეგას-კამერის აქტიურ ბადეში.

მთავარი ყურადღების საგანია ე.წ. კასრული ნაწილი. როგორც სურ.16-7-დან ჩანს, იგი ორ სიმეტრიულ ნაწილადაა გაყოფილი ცენტრალური კათოდის საშუალებით. ელექტრული ველი, შექმნილი ანოდ-კათოდურ არეში, ნაწილაკების დრეიფს ახდენს, მაგრამ აქ საქმე ასე მარტივად არაა. დიფუზიის დასაძლევად საკმაოდ მაღალი ველია საჭირო, პარალელურ სიბრტყეებს შორის კი, რომლებიც

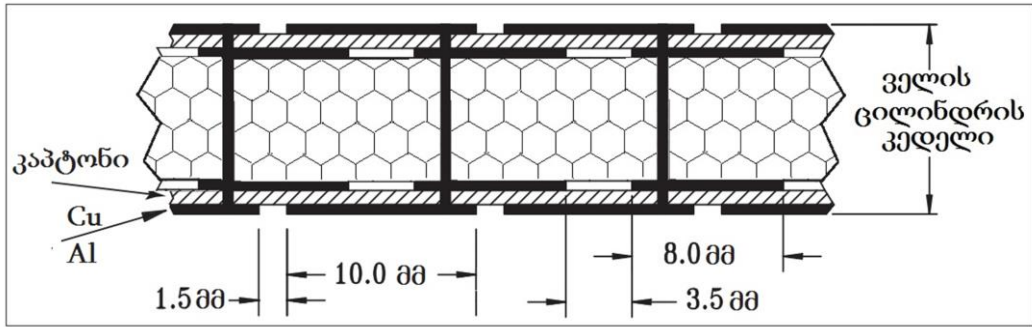


სურ.16-9: ტრეკის პროექტირების სქემა

ერთგვაროვნებისა და სიმძლავრის ველს სურ.16-9.

სურ.16-8-ზე წარმოდგენილია კოორდინატების მიღების სქემა კამერაში ტრეკის პროექტირებისას [16-9]. ანოდურ პედებზე მისული სიგნალები აფიქსირებენ ამ სიბრტყის ორ

ერთმანეთისაგან 1 მეტრზე მეტი მანძილით არიან დაცილებულნი, სათანადო სიმძლავრის ველის შექმნას უზარმაზარი ძაბვა დასჭირდებოდა, რაც არაპრაქტიკულია. ამ საკითხის მოსაგვარებლად კასრული ნაწილი იფარება ელექტრული ველის მაფორმირებელი რგოლებით კათოდიდან ანოდამდე. ისინი უზრუნველყოფენ გრძელი ცილინდრის მთელ მოცულობაში საჭირო



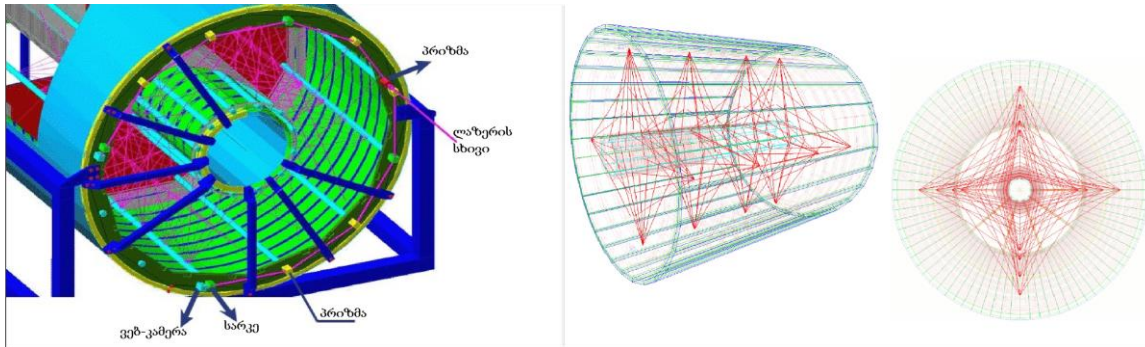
სურ.16-10: ველის მაფორმირებელი ცილინდრის კედლის სქემა

მაგალითისათვის განვიხილოთ STAR-ექსპერიმენტის დრო-პროექციული კამერის კონსტრუქცია [16-10]. კამერა ნაწილაკთა კონების გადაკვეთის წერტილის გარშემოა განთავსებული. სამუშაო არე ერთმანეთში ჩასმულ ორ ცილინდრს შორისაა მოქცეული. გაზური მოცულობა შუაში კათოდური მემბრანითაა გაყოფილი. ველის მაფორმირებელი რგოლები კი სამუშაო მოცულობის გარე და შიდა ცილინდრებს ანოდიდან კათოდისკენ მიუყვება, 2 კΩ რეზისტორებით ერთმანეთზე გადაერთებული. ცილინდრების კარკასები დამზადებულია ფიჭური სტრუქტურისაგან, ორივე მხრიდან 75 მკმ სისქის კაპტონის ფირებით შემოწებებული. გარე ცილინდრის ფირებზე ზოლებადაა დაფიქსურებული 35 მკმ სპილენძის, შიდაზე კი 9 მკმ ალუმინის შრეები. ცილინდრულ ზედაპირებზე ეს ზოლები რგოლების ფორმას იღებენ. სურ.16-10-ზე ამგვარი კედლის ელემენტია მოცემული. ფიჭური ბაზა ცილინდრებს საკმაო სიმყარეს აძლევს - სპეციალური ბიჯგები ფორმის შესანარჩუნებლად მათ აღარ სჭირდება. სტრუქტურულად ორივე ცილინდრი ერთნაირია, განსხვავება მხოლოდ ფიჭების სიმაღლეებშია - 10 მმ გარე და 1.27 მმ შიდა ცილინდრებში. ამ ორ ცილინდრს შორისაა მოქცეული კამერის დრეიფის ზონა, კამერის გაზურ მოცულობას გარე კორპუსი იცავს, რომელიც 6 მმ სიმაღლის ალუმინის ფიჭური სტრუქტურაა, ორივე მხრიდან 2 მმ სისქის ალუმინის ფურცლებით შემოწებებული.

ფიჭური სტრუქტურების გამოყენება მაღალი ძაბვისა და კორპუსის სტრუქტურებში განპირობებულია ურთიერთქმედებაში დაბადებულ მეორად ნაწილაკთა ტრეკტორებზე მასალის რაოდენობის შემცირების მიზნით, რათა აცილებული იქნას გაბნევები და მეორადი ურთიერთქმედებები.

პროექტირებისას ტრეკის ფორმის შენარჩუნება კამერის გამართული მუშაობის წინაპირობაა, თუ ერთგან მაინც დარღვეულია ველის ერთგვაროვნება, მაგალითად ველის მაფორმირებელი რგოლის დეფექტის გამო, ან სამუშაო გაზის ცუდი ვენტილაციაა, ამ უბნის გავლისას ტრეკის ფორმა აირევა და მიღებული ინფორმაცია უკვე უსარგებლო იქნება. ამის გამო მნიშვნელოვანი ამოცანაა დეტექტორის ყალიბრება. სამუშაო მდგომარეობაში კამერა დახურულია, კორპუსის გარედან რამე ოპერაციის ჩატარება გამორიცხებულია. სამუშაო მოცულობაში წინასწარ ჩამონტაჟებულია ულტრაიისფერი სპექტრის ლაზერული წყაროები, უამრავი ამრეკლი სარკე და ოპტიკური პრიზმა. მოცულობის ყოველმხრივი კონტროლისათვის ლაზერული სხივებით ხდება სამუშაო გაზის იონიზაცია გამჭოლი ნაწილაკების იმიტაციის მიზნით. ლაზერის სხივი

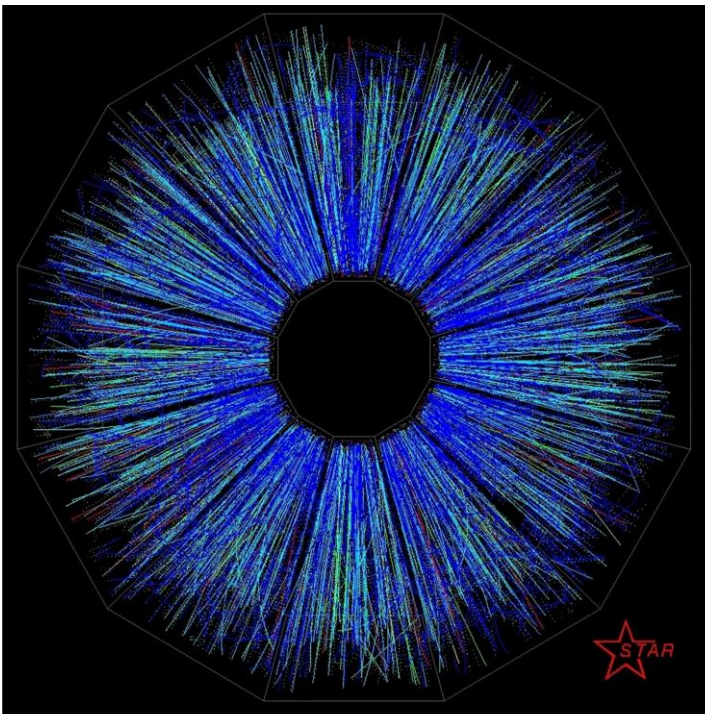
პრიზმებისა და სარკეების საშუალებით მრავლდება და კამერის სამუშაო მოცულობას მრავალნაირად კვეთს. გაზის იონიზაცია დრეიფის ზონის ყველა დონეზე ხდება, რაც სამუშაო მოცულობის სრული ყალიბრების საშუალებას იძლევა. დრეიფული სიჩქარე მუშაობის პროცესში შეიძლება შეიცვალოს - გარე წნევის, ან გაზის ტემპერატურის შეცვლა ამ სიდიდეზე ახდენს გავლენას. ამიტომაც საჭიროა 3-4 საათში ერთხელ ლაზერის ჩართვა და ყალიბრების



სურ.16-11: NICA-MPD (JINR) დანადგარის TPC-კამერის ლაზერული სხივების სქემა

ოპერაციის ჩატარება. მიღებული შედეგი იწერება შესაბამისი პარამეტრების მატრიცაში და მასალის დამუშავების პროცესში იგი გათვალისწინებული იქნება. სურ.16-11-ზე ნაჩვენებია NICA-MPD (JINR) ექსპერიმენტისათვის გამიზნული TPC-კამერის ლაზერული სხივების ბადე დეტექტორის გაზურ მოცულობაში [16-11].

დრეიფულ ზონაში ველის ერთგვაროვნების შემდეგ აქტუალურია გაზური გაძლიერების სტაბილურობის საკითხი. მავთულოვანი კამერების შემთხვევაში



სურ.16-12: STAR-TPC კამერის სამუშაო ტრეკები Au+Au იონური ურთიერთქმედებიდან

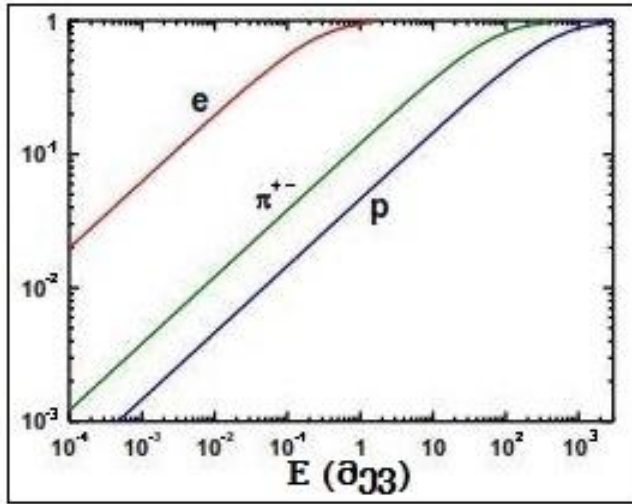
დიდი მნიშვნელობა ენიჭება ანოდური მავთულის დიამეტრის ერთგვაროვნებას. ამ დროს 20 მკმ დიამეტრის მოოქროვილი ვოლფრამის ძაფები გამოიყენება და მათი ხარისხის კონტროლი მნიშვნელოვანია. ანოდური სიბრტყე საკმაოდ დიდ ფართობს ფარავს, პედური ანოდების შემთხვევაში არხების რაოდენობა დიდია, რაც წინაგამაძლიერებელი ელექტრონიკის დიდ სიმძლავრეზე მუშაობას იწვევს. ამ დროს ყურადღება ექცევა ტემპერატურულ სტაბილურობას - წინაგამაძლიერებლები სითბოს სერიოზული წყაროა.

დიდი ტემპერატურა პირველ რიგში გაზურ გაძლიერებას ცვლის. ამიტომაც ვენტილაცია-გაცივების სისტემას მაღალი ყურადღება ექცევა.

TPC-კამერის დიდი სიგრძე (2-3 მეტრი) მისი ნაკლის მიზეზიც არის. დრეიფის დრო მიკროწამების რიგისაა და მაღალი დატვირთვის შემთხვევაში შესაძლებელია ერთი ურთიერთქმედების სურათს მეორე პროცესიდან წამოსული ტრეკები დაედოს. ამგვარი ზედდებების გარჩევა TPC-კამერის გარეთ არსებული დეტექტორებიდან აღდგენილი ტრეკების საშუალებით ხდება, თუმცა არც ყოველთვის წარმატებით. მიუხედავად ამისა, TPC-კამერა იონური ურთიერთქმედებების შესასწავლად, როცა მეორად ნაწილაკთა კოლოსალურ რაოდენობასთან გვაქვს საქმე, საკმაოდ ეფექტური გამოდგა და იგი ამგვარი ექსპერიმენტების მთავარ დეტექტორად გვევლინება. სურ.16-14-ზე მოცემული ტრეკების სურათი STAR-TPC კამერის მუშაობაზე კარგ წარმოდგენას გვიქმნის.

• ნაწილაკის იდენტიფიკაცია ფრენის დროის გაზომვით (TOF)

ნაწილაკის იდენტიფიკაციას დიდი მნიშვნელობა აქვს არა მარტო დაგროვილი მასალის დამუშავების პროცესში, ასევე ექსპერიმენტის მიმდინარეობის დროსაც, მაგალითად ტრიგერის გამომუშავების ლოგიკაში.

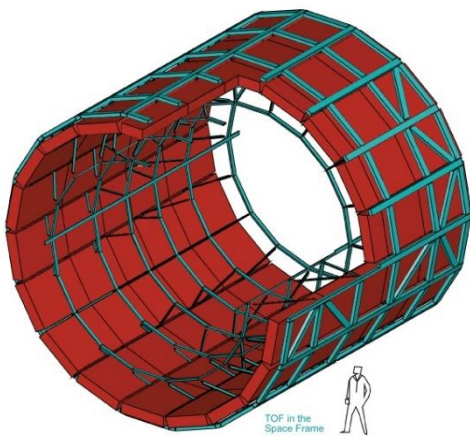


სურ.16-13: ფარდობითი სიჩქარის ენერგიაზე დამოკიდებულებები e , π და p -ისათვის [16-12]

იდენტიფიკაციის რამდენიმე მეთოდი არსებობს: მაგნიტურ ველში გადახრის მიხედვით, ასევე ნივთიერებაში განარბენის სიდიდით (ბრეგის ფორმულის საფუძველზე), ენერგიისა და დაკარგული კუთრი ენერგიის გაზომვებით. საინტერესოა ნაწილაკის იდენტიფიკაცია ფრენის დროის მიხედვით. მეთოდის იდეა მარტივია: რელატივისტური ნაწილაკის ფრენის სიჩქარისა და მისი ენერგიის დამოკიდებულება ცნობილი თანაფარდობით განისაზღვრება:

$$E = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \quad [16-1]$$

სადაც E_0 ნაწილაკის უძრაობის მასაა, ხოლო $\beta = v/c$ ფარდობითი სიჩქარეა. სურ.16-13-ზე ნაჩვენებია ეს დამოკიდებულებები ელექტრონ-პოზიტრონის, პიონებისა და პროტონის შემთხვევებში. როცა ნაწილაკის დეტექტორის ურთიერთქმედების წვეროდან დაცილება ზუსტადაა ცნობილი, ფრენის დროის გაზომვა გვამლევს ნაწილაკის სიჩქარეს, ხოლო [16-1] ფორმულიდან, როცა ცნობილი მასებთან გვაქვს საქმე, ენერგიასა და ნაწილაკის სიჩქარეს, ანუ ფრენის დროს შორის ცალსახა დამოკიდებულებაა. თუ ნაწილაკთა ფართო სპექტრია,

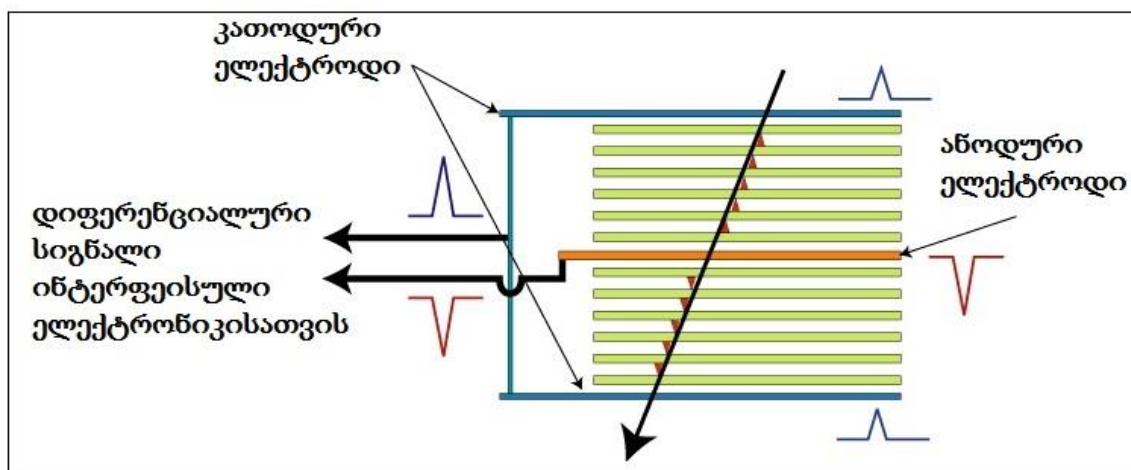


სურ.16-14: ALICE-TOF დეტექტორის ცილინდრის სქემა

მაშინ საკმარისია E ენერგიის გაზომვაც და ნაწილაკის იდენტიფიცირება სირთულეს აღარ წარმოადგენს. მეთოდის ასამუშავებლად ნაწილაკის ფრენის დროის განსაზღვრაა ძირითადი ამოცანა. დროის სტარტი აიღება ურთიერთქმედების მომენტიდან. ეს შეიძლება იყოს სიგნალი სტარტული დეტექტორიდან, რომელიც მოთავსებულია უშუალოდ სამიზნესთან, ან ამაჩქარებლის ექსპერიმენტში ურთიერთქმედების „სტარტ“-სიგნალი. დროის ათვლის ჩამკვეტი, „სტოპ“-სიგნალი უკვე მიმღები დეტექტორიდან

მოსული სიგნალია. ამ ფუნქციას ასრულებს რომელიმე სწრაფი დეტექტორი, მაგალითად სცინტილატორული მთვლეელი, ან ნახევარგამტარული მატრიცები, ან გაზური განმუხტვის დეტექტორები - აქ არაა შეზღუდვა არჩევაში, გარდა სისწრაფისა და ექსპერიმენტის თავისებურებიდან გამომდინარე პირობებისა. ენერჯის გაზომვისათვის კი კალორიმეტრიას უნდა მივმართოთ. როგორც ვხედავთ, ნაწილაკთა იდენტიფიკაციის ეს მეთოდი (TOF – Time Of Flight) აერთიანებს რამდენიმე დეტექტორს - ესეც კომბინირებული დეტექტორის ერთი სახეა.

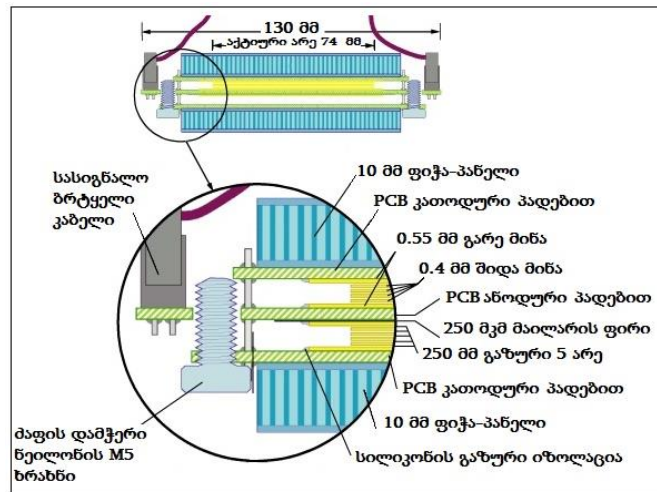
განვიხილოთ TOF დეტექტორის მუშაობა დიდ ადრონულ კოლაიდერზე მოქმედი ALICE-ექსპერიმენტის [16-14] მაგალითზე. შუალედური იმპულსების მქონე ნაწილაკთა მასის განსაზღვრა ხდება ფრენის დროის გაზომვასთან ერთად ნაწილაკის იმპულსის განსაზღვრით. ასევე სიჩქარის ზუსტი სიდიდის დასადგენად გაითვალისწინება მიმღები კამერების დისტანციები ურთიერთქმედების წვეროდან - დეტექტორის დიდი ზომის გამო ცდომილებების გამოსარიცხად. მიღებული სიზუსტე უზრუნველყოფა 2.2 გევ/ც-მდე 3σ გარჩევას π/K -თვის და K/p -თვის იგივე სიზუსტე 4 გევ/ც -მდეც კი მიიღწევა.



სურ.16-15: სიგნალები სტრიპ-პანელიდან ნაწილაკის გავლისას

ALICE-დანადგარის TOF დეტექტორს ცილინდრული ფორმა აქვს და ფარავს ურთიერთქმედების წერტილის გარშემო სივრცეს პოლარულ კუთხეზე $|\theta - 90^\circ| < 45^\circ$. ცილინდრი 18 მოდულ-სექტორისგანაა შედგენილი (სურ.16-14). მოდულის სისქე 29 სმ-ია, ცილინდრის შიდა დიამეტრი 370 სმ-ია, გარე კი 399 სმ, სიგრძე 750 სმ შეადგენს. მოდულს სტრიპული სტრუქტურა აქვს. თითოეული 125 სმ სიგრძის ფილაა. ჩვენთვის საინტერესოა მისი აქტიური ნაწილი, ანუ დეტექტორი, რომელიც ნაწილაკის გავლის დროს მაღალი (<100 პიკოწამი) სიზუსტით აფიქსირებს. ეს მრავალმრიანი მაღალწინააღობიანი სიბრტყეებიანი კამერებია. RPC-კამერების მუშაობა ცალკეა განხილული, აქ მის კონსტრუქციულ თავისებურებებს გავუსვავთ ხაზი (სურ.16-17,18). კამერის სიბრტყეები 0.4 მმ სისქის მინის ფირფიტებია, რომელთა შორის დისტანციის განმსაზღვრელი სპეისერის ფუნქციას 250 მკმ დიამეტრის ნეილონის ძაფი ასრულებს. აქტიური ზონის ზომებია 7.5x120 მმ². მინის ფირფიტებს გარედან ძაბვის მოსადებად გამტარი შრე ადევთ. პანელი ორი ქვე-შრისაგან შედგება, რომლებიც თავის მხრივ 5-5 გაზურ

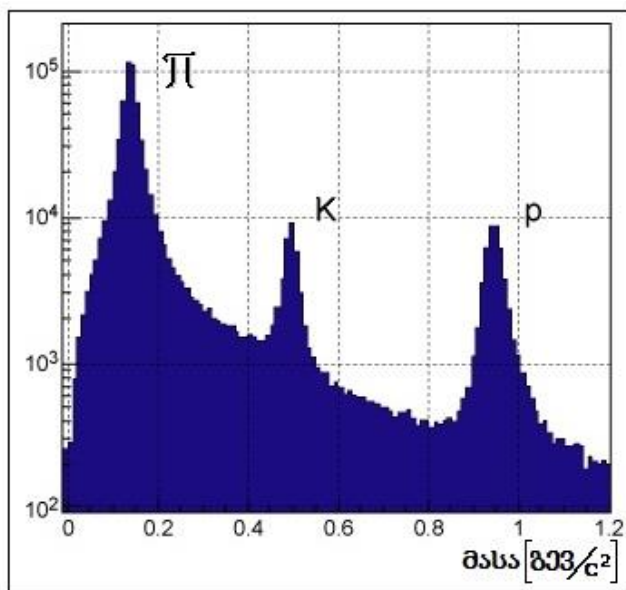
შრეს შეიცავს - RPC კამერები აქ მაღალი ეფექტურობით ვერ დაიტრაბახებენ და ამდენი შრე სწორედ ეფექტურობის ასამაღლებლადაა გათვალისწინებული. ეს ორი ქვეშრე ერთმანეთის მიმართ ნახევარ სიგანეზე წანაცვლებულია, ამ დროს მეორადი ნაწილაკი აუცილებლად რომელიმე შრეში დატოვებს კვალს და სიგნალს. სიგნალები ანოდ-კათოდური მხარეებიდან მოიხსნება 2.5×3.5



სურ.16-16: სტრიპ-პანელის კონსტრუქცია

cm^2 პადების საშუალებით - აქაც ვხედავთ, რომ კოორდინატული სიზუსტე არ მოითხოვება მაღალ დონეზე - მთავარია დროითი გარჩევისუნარიანობა.

აქტიური კამერები სტრიპ-პანელებში იმგვარად ლაგდება, რომ წვეროდან გამომავალმა ნაწილაკმა მინის კამერები 90° -თან მიახლოებული კუთხით გადაკვეთოს.



სურ.16-17: π , K, p გარჩევისუნარიანობის მოდელირება ALICE-TOF დეტექტორისათვის

0.4 ტესლა მაგნიტური ველის გარემოცვისათვის. დაბადებულ ნაწილაკთა იმპულსები 3 გეგ/ც-მდეა.

კამერების ელექტრონიკა დიდ სიმძლავრეს მოიხმარს, შესაბამისად მაღალია გადახურების საშიშროება, რის გამოც ინტერფერისული ელექტრონიკის ზონაში თერმორეგულირებისათვის გამაცივებელი წყლის მილაკებია ჩალაგებული.

სტრიპ-პანელის ეფექტურობამ 99.9% შეადგინა, 50 პიკოწამის დროითი გარჩევისუნარიანობა 2 კვ სიგანის ძაბვურ პლატოზეა.

სურ.16-17-ზე ნაჩვენებია მოდელირების შედეგი π , K, P გარჩევისათვის, Pb-Pb დაჯახებაში

17. მიკროსტრუქტურული გაზური დეტექტორები (MPGD)

მრავალმავთულიანი პროპორციული და დრეიფული კამერები თანამედროვე ექსპერიმენტებში წარმატებით გამოიყენება, თუმცა მათაც აქვთ გამოყენების საზღვრები. პირველ რიგში, ეს არის თანაფარდობა კოორდინატულ სიზუსტესა და დატვირთვის მახასიათებლებს შორის. მაღალი კოორდინატული სიზუსტე მიიღწევა დრეიფულ რეჟიმში, მაგრამ ამ დროს გვაქვს შემოსაზღვრა დატვირთვის მხრივ. თუ შევამცირებთ მანძილს სასიგნალო მავთულებს შორის, ასევე ანოდ-კათოდს შორის, მაშინ იზრდება ელექტრული გარღვევების ალბათობა, რაც კამერის ხანგრძლივ გამოყენებას ზღუდავს.

მავთულოვანი კამერა ვერ გამოდგება სრულფასოვანი ცილინდრული დეტექტორის შესაქმნელად - მხოლოდ ერთი კოორდინატის მიღების საშუალებაა, მეორე კოორდინატისთვის კი ჰიბრიდული დეტექტორის შექმნა ხდება საჭირო.

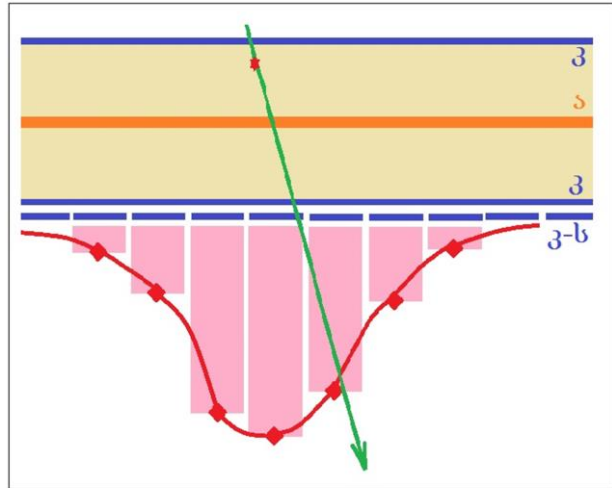
კიდევ ერთი პრეტენზია მავთულოვანი კამერების მიმართ - ეს კოორდინატის სიზუსტის გაზომვის ანიზოტროპიაა, ანუ კოორდინატა მავთულის მიხედვით საკმაოდ მაღალი სიზუსტით იზომება, ხოლო დამატებითი მეთოდებით მეორე კოორდინატის ამოღება კი ხერხდება, მაგრამ სიზუსტე უკვე გაცილებით დაბალია. ამას ერთვება მავთულთან მიმართებაში მარჯვენა-მარცხენა განუზღვრელობა - კამერიდან მოსული სიგნალი იძლევა მხოლოდ დისტანციას მავთულიდან, მაგრამ ნაწილაკმა მავთულს მარჯვნივ ჩაუარა თუ მარცხნივ - გაურკვეველია. ამის გამოსასწორებლად მავთულოვანი კამერები კეთდება რამდენიმე სასიგნალო სიბრტყით, ურთიერთმართებულად და ასევე დამატებითი მცირედ გადახრილი კუთხით. სამი სასიგნალო სიბრტყე მაინც არის საჭირო სივრცული კოორდინატის დასადგენად. ეს დამატებითი ხარჯია დანადგარის შექმნისას - იზრდება ძვირადღირებული ელექტრონიკის მოცულობა.

ამ პრობლემებზე გვერდის ასავლელად XX საუკუნის მიწურულს შემოთავაზებული იქნა მრავალნაირი ტექნიკური დახვეწა. მთავარი იდეა იყო მავთულოვანი სტრუქტურის გამორიცხვა და დაბრუნება ბრტყელ გეომეტრიაზე. მთავარი ამოცანა ამ დროს მდგომარეობს ელექტრული ველის მაღალი დამაბულობის შექმნაში - გაზური გაძლიერება ამ სიდიდეზეა დამოკიდებული.

ამ მიმართულებით კვლევებს დიდად დაეხმარა ტექნოლოგიური პროგრესი - მიკრონულ სიზუსტეებზე მუშაობის შესაძლებლობამ ბევრ ძველი მეთოდოლოგიაზე ახლებური ხედვით საინტერესო შედეგები მოიტანა. დღეს შეიძლება თამამად ვთქვათ, რომ ჩამოყალიბებულია გაზური დეტექტორების ახალი ოჯახი: მიკროსტრუქტურული გაზური დეტექტორები (MPGD - MicroPatern Gas Detector). მათი მთავარი განმასხვავებელი მახასიათებლებია ანოდის სტრუქტურირება, გაზური გაძლიერებისათვის დამატებითი ელემენტები, მაღალი ტექნოლოგიური სიზუსტეები დეტექტორის ელემენტების შესაქმნელად. შესაძლებელი გახდა ცილინდრული და სხვა ფორმის კამერების შექმნა.

ანოდის სტრუქტურირება კოორდინატული სიზუსტის ამაღლების ერთ-ერთი წარმატებული მეთოდი გახდა. გავიხსენოთ - მრავალმავთულოვან პროპორციულ კამერაში კოორდინატის სიზუსტე ანოდურ მავთულთა შორის ბიჯით განისაზღვრება, დრეიფულ კამერაში მეტი სიზუსტე კამერის დატვირთვის (სისწრაფის) შემცირების ხარჯზე მოხდა. პედური ან სტრიპული ანოდის (ან

კათოდის) დროს კოორდინატის სიზუსტის აწევა ხდება ე.წ. შეწონვის მეთოდის გამოყენებით. სურ.17-1-ზე მოცემულია კათოდურ სტრიპებზე ინდუცირებული მუხტების სქემა, როცა ისინი ერთდროულად რამდენიმე სტრიპიდან მოდიან მიმღებ ელექტრონიკაში. თითოეული სტრიპი მუხტის გარკვეულ ამპლიტუდას იძლევა, რაც განპირობებულია პირველადი იონიზაციის საძიებელ წერტილთან სიახლოვით. მუხტების განაწილების ფიტირებით მიიღება ამ წერტილის კოორდინატა უფრო მაღალი სიზუსტით, ვიდრე ეს განისაზღვრება, მაგალითად, სტრიპებს შორის ინტერვალის ნახევრით.



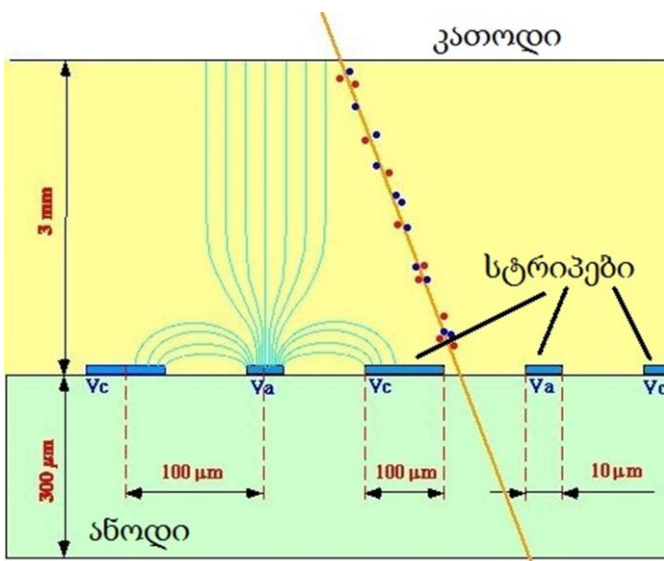
სურ.17-1: კოორდინატის განსაზღვრა სტრიპებიდან მიღებული მუხტების შეწონვის მეთოდით

ძველ მეთოდოლოგიებზე ახლებური ხედვის კიდევ ერთი მაგალითია დეტექტორებში ნაწილაკთა კვალების ვიზუალიზაციისადმი ახლებური მიდგომა. მიკროსტრუქტურული დეტექტორების გამოყენება არა მარტო სამეცნიერო კვლევებით არის შემოსაზღვრული. სამედიცინო დიაგნოსტიკის სფეროში სხეულის სკანირების საკითხი საკმაოდ აქტიურად შეისწავლება. შუქგამტარების ტექნოლოგიებში დიდი ნახტომი იძლევა საშუალებას, რომ MPGD-დან მიღებული რენტგენული და სხვა გამოსხივების მაღალი სიზუსტით რეგისტრაცია მოხდეს არა მარტო ელექტრონული მეთოდით, არამედ პირდაპირი ვიზუალიზაციით - ეს ახალ პერსპექტივებს აჩენს.

განვიხილოთ რამდენიმე მიკროსტრუქტურული დეტექტორი, რომლებიც უკვე გაცდნენ ლაბორატორიულ კვლევებს და მასიურად განთავსდნენ ექსპერიმენტულ დანადგარებში.

• მიკროსტრიპული დეტექტორი

1988 წელს ა.ოედის მიერ ანოდური სიბრტყის სტრუქტურირების მიმართულებით შემოთავაზებულ მეთოდს აქტიური მხარდაჭერა და გავრცელება ხვდა წილად - მიკროსტრიპული გაზური კამერა (MSGC - MicroStrip Gas Chamber), რომელიც MPGD - მიმართულებაში ერთ-ერთი პირველი იყო [17-1,2]. მიკროსტრიპები, ანუ ვიწრო ზოლები გაზური ანოდური სიბრტყის ზედაპირის მთავარი ნოვაცია იყო. (ნახევარგამტარულ დეტექტორებში სტრიპული მეთოდიკა საკმაოდ კარგადაა ათვისებული). ფოტოლითოგრაფიული მეთოდი დასამუშავებელ ზედაპირზე მიკრონების სიზუსტის სურათის დატანის საშუალებას იძლევა. ანოდური სიბრტყის ზედაპირზე ეფინება ვიწრო ზოლები, რომელთა ნაწილი რჩება ანოდად, ნაწილი კი კათოდის ფუნქციას ღებულობს,



სურ.17-2: მიკროსტრიპული კამერის სქემა [17-3].

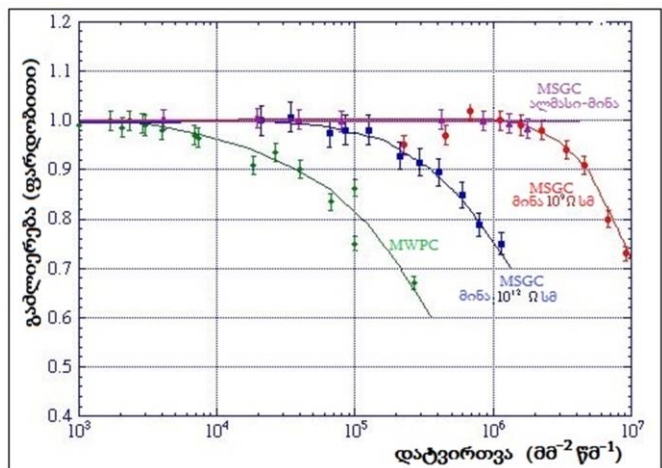
მონაცვლეობით. ანოდური ზოლის სიგანე 2-10 მიკრონია, მათი ბიჯი კი 100-1000 მიკრონი - მათ შორის კათოდური სტრიპია მოთავსებული. მეზობელ კათოდურ და ანოდურ სტრიპებს შორის დისტანცია 50-100 მიკრონამდეა. კამერის სამუშაო რეჟიმი მავთულოვანი კამერების მსგავსად ისევ გაზურ გამრავლებაზეა დაფუძნებული, ანუ აქ საქმე გვაქვს სიგნალის მიღების და მოხსნის მეთოდის დახვეწასთან (სურ.17-2).

ფოტოლითოგრაფიის ტექნოლოგია მეორე კოორდინატის მიღების

შესაძლებლობასაც იძლევა. ანოდური სიბრტყის უკანა, გარე მხარეზე შესაძლებელია გამტარი ზოლების დაფენა ძირითადი ზოლების არაპარალელური მიმართულებით. დეტექტორის არეში ღვარის წარმოქმნა გარე სტრიპებზე იწვევს ინდუცირებული იმპულსის აღძვრას, რომლის სიდიდეც საკმარისია წინაგამამრავლებლით დასაფიქსირებლად.

ანოდ-კათოდის სიახლოვე მაღალი ელექტრული ველის დამაბულობის მომცემია, რაც თავის მხრივ გაზური გაძლიერების კოეფიციენტს მაღლა სწევს. სიგნალის მიმღები ელექტრონიკის მუშაობისათვის ეს კოეფიციენტი 10^4 მაინც უნდა იყოს და იგი იოლად მიიღწევა.

ელექტრონულ-ფოტონური ღვარის დრეიფისათვის დისტანცია ანოდურ და კათოდურ სიბრტყეებს შორის მანძილით განისაზღვრება, ეს რამდენიმე მილიმეტრია - ეს ფაქტორი მნიშვნელოვანია დეტექტორის დატვირთვის მახასიათებლის აწვევისათვის. ამ დროს დრეიფის დრო 50-100 ნანოწამის რიგისაა, რაც ნიშნავს, რომ დატვირთვის მახასიათებელი 10^6 ჰც/მმ^2 სიდიდეს აღწევს. ამას გარდა



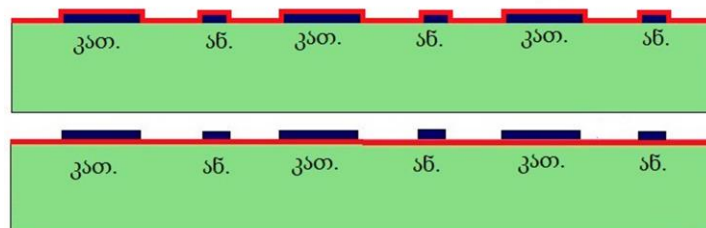
სურ.17-3: ანოდის ბაზის ნივთიერების შესწავლა

სტრიპების და სიბრტყეების სიახლოვე უზრუნველყოფს ანოდის მახლობლობაში წარმოქმნილი დადებითი იონური ღრუბლის სწრაფ ნეიტრალიზაციას.

რადგან მაღალი გაზური გამლიერება უზრუნველყოფილია ანოდურ-კათოდური სტრიპებით, აღარაა აუცილებელი დიდი ძაბვის მოდება კათოდურ სიბრტყეზე - საკმარისია მხოლოდ ელექტრონების დრეიფის უზრუნველყოფა. სწორედ ეს არის შემოღებული ნოვაციის ძირითადი მიზანი - არ მოხდეს გასვლა ძალიან მაღალი ძაბვებისკენ, რომლის დროსაც კამერის სტაბილური მუშაობა ფერხდება.

ანოდური სტრიპების სივიწროვე და სიმრავლე კი მაღალ სივრცულ გარჩევისუნარიანობას უზრუნველყოფს. მიკროსტრიპულ კამერაში იგი 30 მიკრონის რიგისაა.

მეთოდის ნაკლი აქაც მოსალოდნელი ელექტრული განმუხტვებია. მიკრონული სტრუქტურა ნიშნავს, რომ მაღალი ძაბვის ელემენტები ახლოსაა განლაგებული ნულოვანი პოტენციალის ნაწილებთან, ოდნავი ფლუქტუაცია კი იწვევს რეჟიმიდან გამოსვლას. გაზური გამლიერება 10^7 - 10^8 დონეზე ელექტრონ-იონურ ღვარში ძაფისებური ნაპერწკლოვანი განმუხტვის მიზეზია. ამ დროს



სურ.17-4: ანოდის ზედაპირის ალმასით დაფიფქვა

შესაძლებელია სიგნალური სტრიპის კათოდურზე გადაერთება, რაც ზონის გაუქმების მიზეზია. მაღალი ძაბვისადმი მედეგობა სამუშაო გაზში მეთანის, ან იზობუთანის ჩამატებით გამყარდება, თუმცა ამას ანოდურ სიბრტყეზე ნახშირბადის დალექვა შეიძლება მოჰყვეს დიდი დროის განმავლობაში მუშაობის

შემთხვევაში და ისევ წრედის დამოკლებას მივიღებთ, ანუ დაძველების ეფექტთან გვაქვს საქმე.

გამოვლენილი ნაკლოვანებების დასაძლევად საჭირო გახდა ანოდის სიბრტყისა და სტრიპის ნივთიერებების, გაზური ნარევის უფრო დეტალური შესწავლა და არჩევა. ამასთან გასათვალისწინებელი იყო დამზადებისას მაღალი ტექნოლოგიური სისუფთავის დაცვა.

ანოდური სიბრტყის ნივთიერება უნდა იყოს მაღალი ადგეზიური თვისებებით, სტრიპის მეტალის საიმედოდ დასამაგრებლად. ასევე მას უნდა გააჩნდეს სუსტი ელექტროგამტარობა, რათა არ მოხდეს მუხტის დაგროვება არააქტიურ ზედაპირებზე. შესწავლილი იქნა გაზური გამლიერების დამოკიდებულება ანოდური მატერიალის გამტარობაზე სხვადასხვა დატვირთვის მიხედვით [17-3] და გარკვეული იქნა ზედაპირულ-მოცულობითი ელექტრული წინაღობის ოპტიმალური სიდიდე: 10^9-10^{12} ომი*სმ (სურ.17-3).

ამჟამად დეტექტორი კეთდება სპეციალურად დამზადებულ მცირე გამტარობის მქონე მინის ბაზაზე, ან სხვა, სპეციალურად ლიგირებულ ნივთიერებების ფილებზე. კარგი ეფექტი მოიტანა მინა-იზოლატორის ზედაპირზე გამტარობის მქონე ალმასის დაფიქვამ. მეორეს მხრივ, ალმასის დაფიქვით არა მხოლოდ პასიური ზედაპირების დაფარვა იქნა შესწავლილი. უკვე სტრიპებიანი ანოდის ზედაპირის ალმასის ფიქვით დაფარვამ არასასურველი განმუხტვების ალბათობაც შეამცირა, რითაც საკმაოდ დიდმა პრობლემამ უკან დაიხია (სურ.17-4).

• „მიკრომეგას“ კამერები

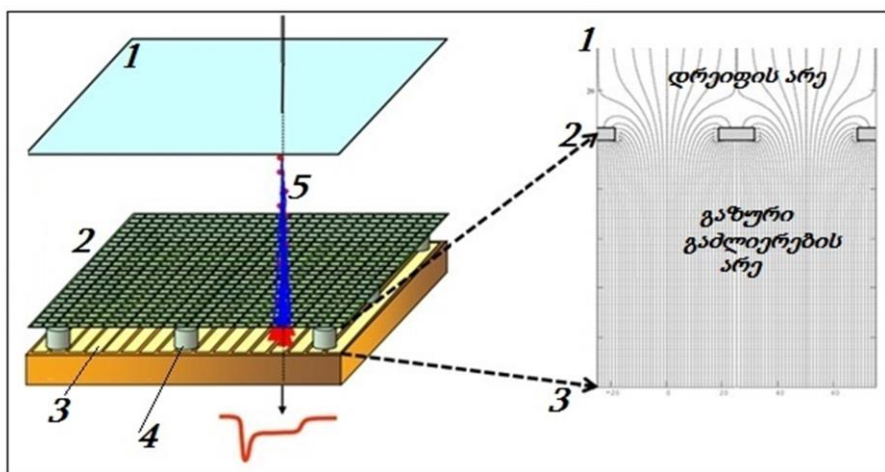
1991 წ. ი.გიომატარისისა და ჟ.შარპაკის მიერ წამოყენებული იყო გაზურ დეტექტორში ანოდ-კათოდური დისტანციის მინიმუმიზაციის იდეა [17-4,5], დეტექტორში ადრონული კომპონენტის მიერ იონიზაციის ალბათობის მაქსიმალურად ჩახშობის მიზნით, რათა სუფთად დამზერილიყო კონვერსირებული ელექტრონ-პოზიტრონული კომპონენტა. ბრტყელ-პარალელურ ელექტროდებიან კამერაში გაზური გამრავლებისათვის საკმარისი ელექტრული ველის დამაბულობის მისაღებად ძალიან მაღალ ძაბვებთან ხდება მუშაობა საჭირო, რაც არაა პრაქტიკულად მოსახერხებელი.

იდეის არსი მდგომარეობს ანოდის უშუალო სიახლოვეს დამატებითი ბადე-ელექტროდის ჩამატებაში, როგორც წესი, 50-128 მიკრონამდე მანძილზე. ეს ქმნის ძლიერ ველს (50-100 კვ/სმ) შედარებით დაბალი ძაბვების გამოყენებით. ბადის და ანოდური სიბრტყის პარალელობა უზრუნველყოფილია იზოლაციური საყრდენი სვეტებით (პილარებით) - ამ გზით ელექტრული გარღვევების პრევენციაც ხდება - პარალელობა ველის ერთგვაროვნობის საწინდარია.

კათოდიდან ბადემდე, ე.წ. დრეიფული ზონის სიგრძე დეტექტორის წინაშე დასმული ამოცანის მიხედვით ვარირებს - რამდენიმე მილიმეტრიდან, სტანდარტული კოორდინატული კამერის მსგავსად, რამდენიმე ათეულ სანტიმეტრამდე (TPC: დრო-პროექციული კამერა). ამ ზონაში ველის დამაბულობა 1 კვ/სმ-მდე საკმარისია ელექტრონების ანოდის მიმართულებით დრეიფისათვის.

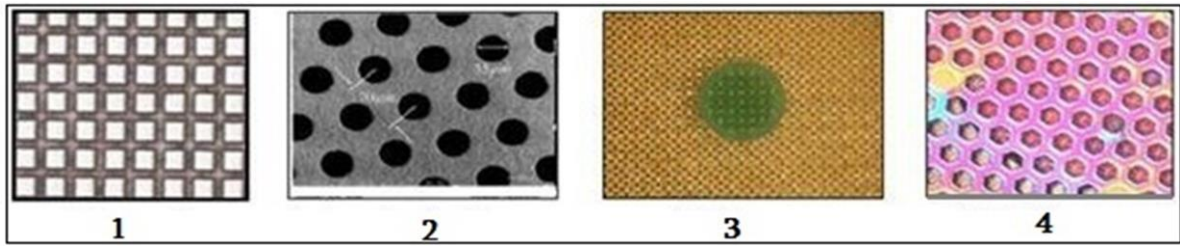
ამრიგად, კამერა ორსაფეხურიანია: კათოდური სიბრტყე-ბადე და ბადე-ანოდური სიბრტყე (სურ.17-5) [17-4,5,6].

მიღებული დეტექტორის მაღალმა სამუშაო მახასიათებლებმა უცებ მიიპყრო ტექნოლოგიების ყურადღება. მთავარი სიახლის - ლითონის ბადის დასამზადებლად რამდენიმე შემოთავაზება გაჩნდა: ელექტროფორმირება, ქიმიური ამოჭმა, სტანდარტული ქსოვა, დაფიფქვა და ა.შ. (სურ.17-6).



სურ.17-5: მიკრომეგას-კამერის სქემა. 1 - კათოდი, 2 - ბადე, 3 - ანოდი, 4 - პილარები, 5 - გამავალი ნაწილაკი [17-7].

განვიხილოთ კამერის შექმნის ტექნოლოგიები, რომლებიც უკვე საკმარისად დაგროვდა. მთავარი პროცესი, რომელიც ამ ტექნოლოგიებს აერთიანებს, ეს არის ფოტოლითოგრაფია.

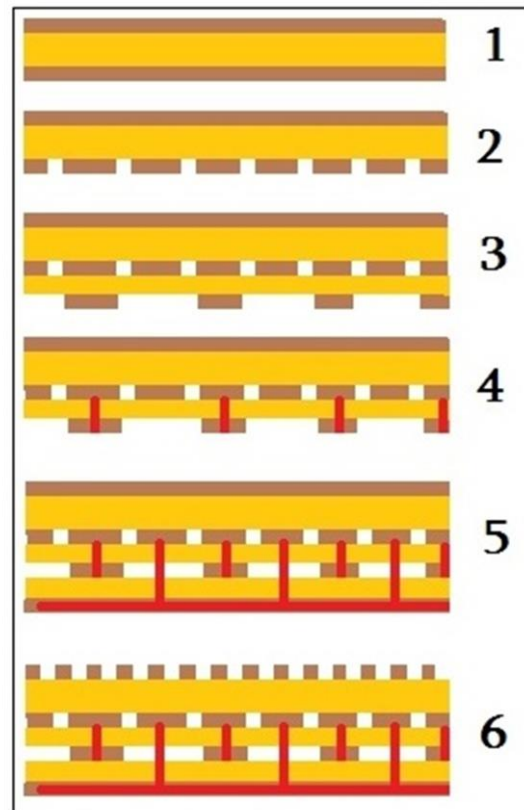


სურ.17-6: ბადის სახეები: 1 - ელექტროფორმირება, 2 - ქიმიური ამოჭმა, 3 - სტანდარტული ქსოვა, 4 - დაფიფქვა

დეტექტორის პირველ ვერსიაში ლითოგრაფიის საშუალებით ანოდურ სიბრტყეზე ფოტოემულსიის ნივთიერებისაგან ფორმირდებოდა მიკროსვეტები - პილარები, რომლებიც ანოდსა და ბადეს შორის დისტანციას უზრუნველყოფდნენ. ადრეულ, მეთოდურ კვლევებში ამ მიზნით ლავსანის ძაფიც კი გამოიყენებოდა. მთავარი იყო, რომ ეს მასალა ელექტროზოლატორი ყოფილიყო. შემდეგ კი ცალკე ჩარჩოზე გაჭიმული ბადე ამ პილარების საშუალებით თავსდებოდა ანოდის მახლობლად. მეთოდური სამუშაოებისთვის ეს საკმარისი იყო, მაგრამ სამუშაო ფართობის მცირე მატებამ კამერის არასტაბილურად მუშაობა მოიტანა, რის მთავარი მიზეზიც აღმოჩნდა ბადე-ანოდის პარალელობის დარღვევა.

გაზური კამერის ამ მეთოდის მიმართ მაღალმა ინტერესმა გამოიწვია ტექნოლოგიური დახვეწის მიმართულებით აქტიური კვლევები და მალე შემუშავებული იქნა ანოდური სიბრტყისა და მიკრო-ბადის ერთობლივი დამზადების მეთოდი, რომელიც თავისთავად ამ ორი სიბრტყის პარალელობის დიდ სიზუსტეს იძლეოდა. ესენია მონოლითური (“ბალკ-მიკრომეგას” bulk-micromegas) და მიკრომონოლითური (“მიკრობალკ” microbulk) მეთოდები. საყურადღებოა ასევე InGrid და კომბინირებული ტექნოლოგიები და ა.შ.

მიკრომონოლითური მეთოდი: აქ ძირითადი მასალაა 50 მკმ სისქის ორმხრივ სპილენძის 5 მკმ შრით დაფარული კაპტონის (პოლიამიდის) ფირი და ერთმხრივ იმგვარადვე მეტალიზირებული 25 მკმ სისქის კაპტონის ფირი. სურ.17-7-ზე ნაჩვენებია ანოდ-ბადური შრის შედგენის ეტაპების თანმიმდევრობა. ფირებზე სტრუქტურების დატანის სამუშაოები ფოტოლითოგრაფიული ამოჭმის საშუალებით კეთდება: სქელი ფირის (1) ქვედა მხარეზე იხატება ანოდური



სურ.17-7: მიკრომონოლითური მეთოდის ეტაპები

ზოლები (2). ამ მხარეზე ეწეება თხელი ფირი სპილენძის შრით ქვემოთ. მასზე იხატება ანოდური ზოლებიდან სიგნალის გამომყვანი ზოლები (3), რომელიც ანოდურ ზოლებს სპეციალურად ამოჭმული არხების მეტალიზაციით უკავშირდება (4). თუ საჭიროა მეორე კოორდინატის მიღება, მაშინ კიდევ 2 თხელი ფენის დამატება და იგივე პროცედურების ჩატარება იქნება საჭირო (5). ამის შემდეგ ზედა მხარეს დარჩენილი სპილენძის შრეზე დაიხატება ბადის სტრუქტურა (6) და საბოლოო ოპერაციით სპეციალური ქიმიური ნარევი გამორეცხავს კაპტონის მასას ბადე-ანოდის შორისი სივრციდან, ისე, რომ ბადის სპილენძის ელემენტების ქვეშ კაპტონის მცირე პილარები რჩება. ამრიგად, ბადესა და ანოდს შორის 50 მკმ დისტანცია იქნა მიღწეული არამექანიკური გზით [17-8]. თხელი ფოლგირებული ფირები, გამოშვებული სამრეწველო საწარმოების მიერ სხვადასხვა დანიშნულებისათვის, საკმაოდ მაღალი ერთგვაროვნობით ხასიათდება ფირის სისქის, სპილენძის შრის უწყვეტობის მხრივ, რაც დეტექტორის წარმატებით შექმნას განაპირობებს. ამგვარი წესით დამზადებული კამერები დადგმული იქნა მცირე ინტენსივობაზე მომუშავე ექსპერიმენტებში ცერნში: CAST [17-9], nTOF [17-10]. სამუშაო გაზად გამოიყენება არგონ-იზობუთანის ნარევი ($95\%Ar + 5\%iC_4H_{10}$). კაპტონის ფირები კამერას მიმზიდველს ხდის ექსპერიმენტებისათვის, სადაც ნაწილაკთა გაზაზე მცირე ნივთიერება მოითხოვება. კამერის ნაკლად მაღალი ელექტრული ხმაური მიიჩნევა, რომელიც მიზეზად დიდი ელექტრო-ტევადობები იქნა მიჩნეული.

მონოლითური მიკრომეგას (Bulk Micromegas) კამერა კიდევ ერთი ტექნოლოგიური გადაწყვეტაა ამ ტიპის დეტექტორის შესაქმნელად. მრეწველობიდან ამ მეთოდისათვის აიღება მოქსოვილი მიკრობადე. მაღალი ხარისხის ერთგვაროვანი ბადე შეიძლება დამზადებული იყოს მრავალნაირი ლითონის ძაფებისაგან (Fe, Cu, Ti, Ni и Au). ამას გარდა, გამოიყენება ელექტრული ბეჭდური სქემების დაფები (PCB - Printed circuit board) - ესეც ასევე მაღალი სიზუსტით წარმოებაში დამზადებული პროდუქტია, ამასთან საკმაოდ დაბალი ფასით. დეტექტორის აქტიური ელემენტის დამზადება სათანადო ფოტოლითოგრაფიული ტექნიკის არსებობის შემთხვევაში დიდ სირთულეს არ წარმოადგენს და შესაძლებელია ეს პროცედურა კვლევითი ცენტრის ლაბორატორიაშიც ჩატარდეს.

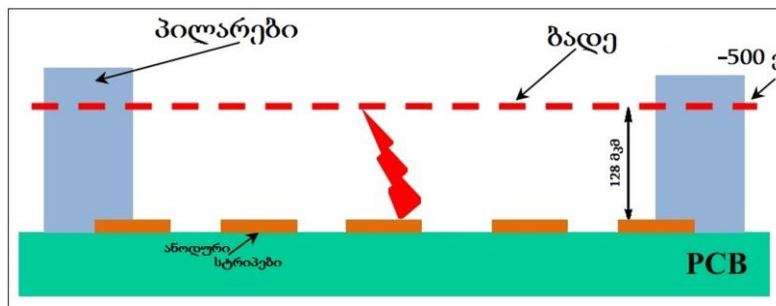
პირველ რიგში მზადდება ანოდური სიბრტყე PCB - სიგნალის მიმღები სტრუქტურით. ეს საკმაოდ კარგად დამუშავებული პროცედურაა ელექტროსქემების დამზადების ტექნოლოგიაში. ამის შემდეგ, PCB-ს აქტიურ ზედაპირზე ლამინირების წესით ეფინება სათანადო სისქის ფოტომგრძნობიარე შრე. ამ დროს, შრის სისქეების სხვადასხვა სტანდარტების გამო, შეიძლება საჭირო გახდეს რამდენიმე შრის კომბინირება. ამგვარად განისაზღვრება გაზური გამრავლების უბნის სიმაღლე. დაფენილ ფენებს შემდეგ ზემოდან უნდა დაეფინოს ბადე, რომელზეც კიდევ ერთი ფოტომგრძნობიარე შრე დაეფინება და ლამინირდება მისი ფიქსაციისათვის. ფოტოლითოგრაფიის შემდეგი ეტაპია ფოტომგრძნობიარე ზედაპირზე ულტრაიისფერი გამოსხივებით საჭირო სურათის გადატანა. უნდა აღინიშნოს, რომ ფოტომგრძნობიარე შრე მხოლოდ ულტრაიისფერ სინათლეზე რეაგირებს, ამიტომ ოთახის დაბნელება არაა

აუცილებელი. საკმარისია ნათურებიდან და ფანჯრებიდან მომავალ სინათლეს ყვითელი შუქფილტი დავუხვედროთ.

ამის შემდეგ ხდება დატანილი გამოსახულების გამჟღავნება Na_2CO_3 – კალცინირებული სოდის ხსნარში, რეცხვა დისტილირებულ წყალში და გამოშრობა $140^{\circ}C$ ტემპერატურაზე, PCB-ზე გამჟღავნების მერე დარჩენილი ფოტომგრძნობიარე მასალის გასამყარებლად.

როგორც ვხედავთ, დეტექტორის აქტიური ელემენტის (ბადე-ანოდი) დამზადება სათანადო გაწაფვის შემდეგ სირთულეს არ წარმოადგენს. ამასთან, მასალის და მეთოდის სიმარტივე კამერების მასიური წარმოებისთვისაცაა მიმზიდველი.

აღწერილი მეთოდების გარდა ასევე ყურადღება უნდა მიექცეს ე.წ. InGrid - ტექნოლოგიას [17-11]. სათანადო ტექნოლოგიური დახვეწის შემდეგ დაგეგმილია



სურ.17-8: მოსალოდნელი განმუხტვა ბადე-ანოდის არეში

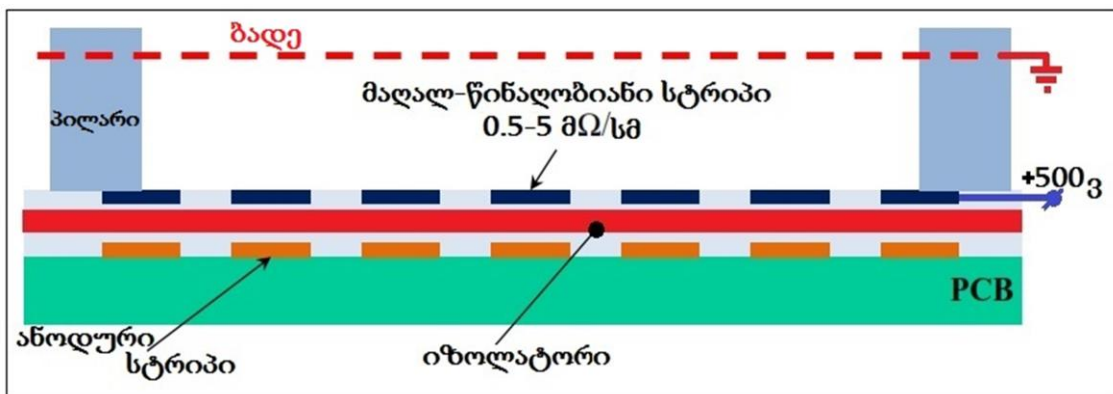
მისი დანერგვა სუპერ-LHC კოლაიდერის ექსპერიმენტებში.

ცალკე განხილვის საგანია “ატლას“-დეტექტორის განახლებისათვის გამიზნული მიკრომეგას-კამერები. შესაქმნელად საჭირო მეთოდური კვლევა-საქმიანობა უკვე დასრულებულია და მიმდინარეობს მათი სერიული წარმოება.

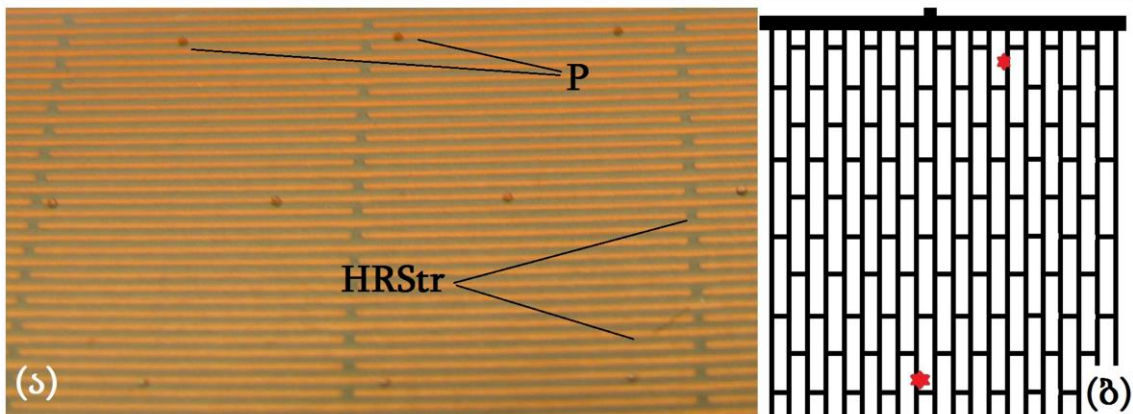
2018 წლიდან დიდი ადრონული კოლაიდერის ნათება გაიზარდა 2-3-ჯერ, 2023 წლის განახლების მეორე ფაზიდან კი $5 \cdot 10^{34} \text{ სმ}^{-2} \text{ წმ}^{-1}$ იქნება. ეს გარემოება ცალკეული დეტექტორების მახასიათებლებს მაღალ მოთხოვნებს უყენებს. მათი ნაწილის მუშაობა კი ამგვარი მაღალი დატვირთვის პირობებში ეფექტურობის დაწევას გამოიწვევს. ამ ეფექტების ასაცილებლად დანადგარის დეტექტორული ბაზა შესაბამის განახლებებს ითვალისწინებს. სწორედ ამ მიზნით ხდება დანადგარის ე.წ. „მცირე ბორბლის“ კოორდინატული დრეიფული MDT და კათოდ-სტრიპული CSC კამერების შეცვლა მახასიათებლების მხრივ უფრო მისაღები, მიკრომეგას-კამერებით. ახალი კამერებით გადასაფარი საერთო ფართი 1200 მ^2 -ია. ისინი სწრაფ თხელშრიან (TGC) კამერებთან ერთად შექმნიან კოორდინატულ-ტრიგერულ ბლოკებს.

მეთოდური სამუშაოების მთავარი ამოცანა იყო კამერაში შესაძლო ნაპერწკლოვანი განმუხტვებისას როგორც ეფექტურობის შენარჩუნება, ასევე თავად კამერის დაცვა დაზიანებისაგან. სურ.17-8-ზე მოყვანილი სქემა გამოსახავს ჩვეულებრივი მიკრომეგას-კამერის გაზური გამლიერების უბანს (ანოდი-ბადე), შესაძლო ნაპერწკლოვანი განმუხტვის შემთხვევით. ამ დროს რამდენიმე პრობლემა დგება კამერის წინაშე: 1. განმუხტვა აზიანებს ანოდურ სტრიპს და

შესაძლოა ეს წერტილი მუდმივი მოკლე ჩართვის არხად გადაგვარდეს; 2. განმუხტვის გამო ეცემა ბადეზე მოდებული ძაბვა და კამერა გამოდის გაზური გაძლიერების რეჟიმიდან, ანუ ეცემა ეფექტურობა; 3. განმუხტვის მაღალი დენი წინაგამაძლიერებლების დაზიანების მიზეზი შეიძლება გახდეს... მაღალ ძაბვიანი და ნულოვანი პოტენციალის უშუალო სიახლოვე განმუხტვის საშიშროებას მუდმივად შეიცავს, მთავარია ამ დროს შემცირდეს მოსალოდნელი მავნე შედეგები.



სურ.17-9: ბადე-ანოდური არეს სქემა



სურ.17-10: მაღალწინალობიანი სიბრტყე P-პილარებით და HRStr-მაღალწინალობიანი სტრიპებით (ა) და სტრიპების გადაერთების სქემა (ბ).

ეს საკითხი შემდეგნაირად გადაიჭრა:

კამერის ანოდური სიბრტყე მზადდება სტანდარტული PCB-ტექნოლოგიით: ფოტოლითოგრაფიის მეთოდით სპილენძის შრე, რომლითაც ცალი მხრიდან დაფარულია თხელი მინა-ბოჭკოვანი ტექსტოლიტის დიელექტრიკული სიბრტყე (FR4), გარდაიქმნება ანოდურ სტრიპებად. ამის შემდეგ სტრიპებიანი მხარე იფარება კაპტონის თხელი ფირით. შემდეგი ოპერაციით მასზე დაეფინება მიკრონული სისქის, მაღალი ელექტრული წინალობის მქონე სტრიპები, შესაბამისი ანოდურ სტრიპებთან - მაღალი ძაბვის მოსაღებად. ეს ზედაპირი იფარება ფოტოემულსიური შრეებით და ფოტოლითოგრაფიის მეთოდით ემულსია გარდაიქმნება 128 მმ სიმაღლის პილარებად. სურ.17-9-ზე ნაჩვენებია ამ ვერსიის სქემა.

ამგვარი კონფიგურაციის უპირატესობა შემდეგშია: ნაპერწკლის შემთხვევაში ანოდური სტრიპები და მათთან მიერთებული

წინაგამაძლიერებლები დაცულია საიზოლაციო კაპტონის შრით; მაღალწინალობიანი სტრიპები კამერის ბოლოს ერთმანეთთან არის გადაერთებული საერთო ძაბვურ კვებაზე ჩასართველად. ნულოვანი პოტენციალი ამჯერად ბადეზეა, ძაბვა კი ედება მაღალწინალობიან სტრიპებს. ამ ცვლილების არსი იმაში მდგომარეობს, რომ გამჭოლი ნაწილაკის კამერის სივრცეში გავლისას ხდება ლოკალურად ძაბვის დავარდნა, მაგრამ მაღალი წინალობის გამო ეს ეფექტი არ ვრცელდება მთელ კამერაზე.

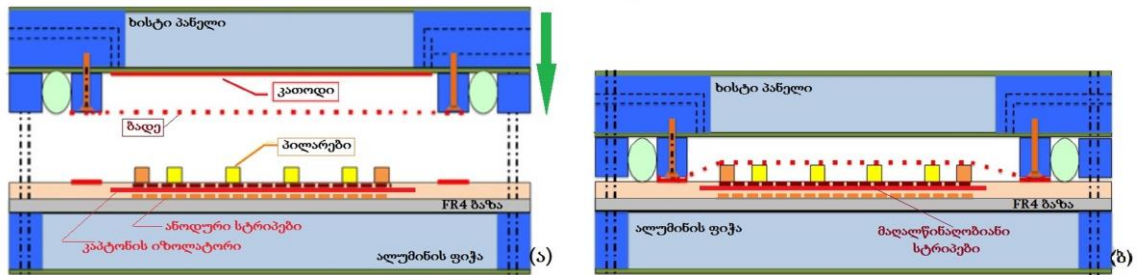
არის მცირე ნიუანსი - თუ ნაწილაკმა გაიარა კვების წყაროსთან შემაერთებელ ზოლთან ახლოს, მაშინ ღვარის წარმოქმნის ადგილას მალე აღდგება ძაბვური წონასწორობა, ხოლო გრძელი კამერის შემთხვევაში, კვების საერთო ზოლიდან შორს წარმოქმნილი ღვარისათვის რეგენერაცია დაგვიანდება - აქ სწორედ მაღალი წინალობა უშლის ამ პროცესს ხელს. ეს დაბრკოლება გადაილახა მაღალწინალობიანი სტრიპების შიგადაშიგ ერთმანეთთან გადაერთებით. სექმატურად ეს ხერხი სურ.17-10ბ-ზეა ნაჩვენები: ღვარის (ან ნაპერწკლის) წარმოქმნის ადგილზე ძაბვის გასწორება უახლოესი სტრიპებიდან მუხტის გადანაწილებით ხერხდება დროში დაყოვნების გარეშე. სურ.17-10ა წარმოგვიდგენს ამ გზით მიღებული კამერის ანოდური მხარის სურათს - პილარები (P) მოჩანს წერტილების სახით, ზოლები კი მაღალწინალობიანი სტრიპებია (HRStr).

ცხრილი /17-1/	
ბადე	უქანგავი ფოლადი. უჯრედის ზომა 54 მკმ, მავთული Ø18 მკმ, ოპტიკური გამჭვირვალობა 51%
გაზური გამძლიერების არე	128 მკმ
დრეიფის არე	5 მმ
მაღალწინალობიანი სტრიპები	R=10 მΩ/სმ
ანოდური სტრიპები	0.425-0.450 მმ
სტრიპების საერთო რაოდენობა	2.1 მილიონი
გაზი	Ar+CO ₂ (93%:7%)
ძაბვა მაღალწინალობიან სტრიპებზე	+550 B
ელექტრული ველი გაზური გამძლიერების არეში	40 კვ/სმ
ელექტრული ველი დრეიფულ არეში	600 ვ/სმ

კამერის კათოდური მხარე კათოდური სიბრტყე და მისგან 5მმ-ით დაცილებული ბადეა. მათ შორის დისტანციას გვერდითი სპეისერები უზრუნველყოფენ. კამერის აწყობის ბოლო ეტაპზე ეს ორი ნაწილი ერთმანეთზე იდება და სამუშაო სივრცე ჰერმეტიკულად იხურება. ბადესა და ანოდს შორის საჭირო დისტანციას უკვე პილარები უზრუნველყოფენ (სურ.17-11).

კამერის აწყობა მაღალტექნოლოგიური პროცესია, საჭირო სიზუსტეების დაცვას მრავალნაირი დამატებითი ტექნოლოგიები უზრუნველყოფენ. “ატლას“-

ექსპერიმენტისთვის განკუთვნილი მიკრომეგას-კამერების ზოგიერთი ტექნოლოგიური პარამეტრი /17-1/ ცხრილშია წარმოდგენილი.



სურ.17-11: კამერის შერთების სქემა „ატლას“-ექსპერიმენტისათვის

ტესტური გამოკვლევებით მიღებულია სამუშაო პარამეტრები: ელექტრონების მოკრების დრო 1 ნწმ, იონებისა კი 30-100 ნწმ; გაზური გაძლიერების კოეფიციენტი 10^4 უცვლელი რჩება პროტონული კონის $2 \cdot 10^9$ მმ⁻¹ • მმ⁻² ინტენსივობაზე [17-11,12].



სურ.17-12: „ატლას“-დანადგარის მიკრომეგას-კამერის ელექტროდები

სურ.17-12-ზე ნაჩვენებია „ატლას“-დანადგარისთვის განკუთვნილი



სურ.17-13: მიკრომეგას-კამერების ფოტოლითოგრაფიის დანადგარები დუბნის (LNP, JINR) დეტექტორების საწარმოო უბანზე

მიკრომეგას-კამერის მთავარი ელემენტები ერთად აწყობის წინ - ანოდური სიბრტყე, კათოდური სიბრტყე და ბადე, გაჭიმული დროებით ჩარჩოში გრანიტის მაგიდაზე .

როგორც უკვე იყო ნახსენები, მიკრომეგას-კამერების წარმოების ძირითადი ეტაპია ფოტოლითოგრაფია - ამ მეთოდით მზადდება ანოდური მხარის პილარებიანი სიბრტყე, რომელიც ანოდსა და ბადეს შორის დისტანციის ერთგვაროვნებას უზრუნველყოფს. ფოტოლითოგრაფიული ლაბორატორიის მოწყობა სირთულეს არ წარმოადგენს - რამდენიმე აპარატი ლაბორატორიის მასშტაბში საკმარისია, რომ შეიქმნას მცირე ზომის კამერების საწარმოო ბაზა. სურ.17-13-ზე გამოსახულია სამი ძირითადი დანადგარი: ა-ფოტომგრძნობიარე ზედაპირზე გამოსახულების დასხივების აპარატი; ბ-ზედაპირზე ფოტომგრძნობიარე შრის ლამინირების აპარატი; გ-დასხივებული შრის ქიმიური დამუშავების კონვეიერი. ამგვარი მცირე ლაბორატორია-საწარმო მოწყობილია დუბნის ბირთვული კვლევის გაერთიანებული ინსტიტუტში, „ატლას“-ექსპერიმენტის კამერების დამზადების უბანზე.

- **გაზურ-ელექტრონული გამამრავლებელი (GEM)**

XX საუკუნის მიწურული კიდევ ერთი მნიშვნელოვანი დეტექტორის შექმნით აღინიშნა. მავთულოვანი კამერების მეთოდოლოგიაზე გვერდის ავლის მიზნით გაზური გაძლიერების კიდევ ერთი საშუალება მოინახა, რასაც მაღალი ტექნოლოგიების ფართოდ გავრცელებამ შეუწყო ხელი. ეს არის ე.წ. GEM (Gas Electron Multiplier) კამერები.

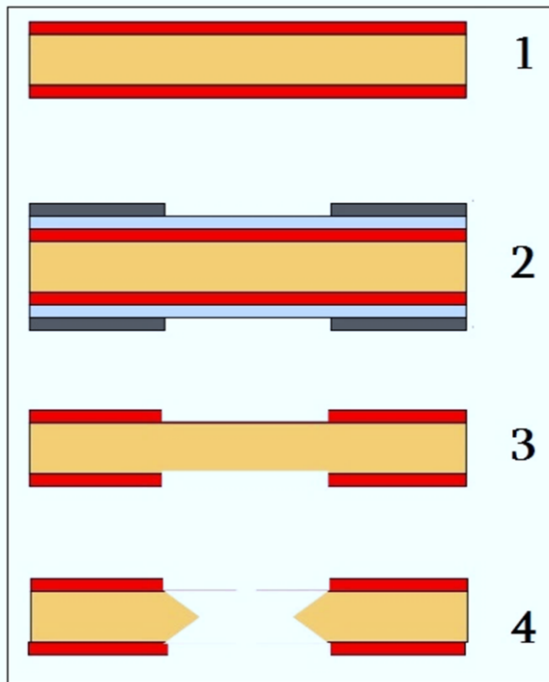


სურ.17-14: ცილინდრული GEM კამერები KLOE2-დეტექტორში ინსტალაციის წინ

გაზური გაძლიერების მაღალი კოეფიციენტის საფუძველი ძლიერი ელექტრონული ველია, რომლის შესაქმნელად ორი გზა არსებობს: მაღალი ძაბვა ან დადებითი და უარყოფითი პოლარობის ელექტროდების ერთმანეთთან ძალიან ახლოს განლაგება. მაღალი ძაბვის იმპულსური გენერატორები უკვე დიდი ხანია შექმნილია და გამოიყენება, მაგრამ იგივე სიდიდის მუდმივი ძაბვის შექმნა ტექნოლოგიურად უკვე რთული და არაპრაქტიკულია. მეორეს მხრივ, ელექტროდების დაახლოება მოსალოდნელი განმუხტვების გამო გართულებულია, მიკროსტრიპული და „მიკრომეგას“-კამერების შესწავლისას ეს პრობლემა კარგად გამოჩნდა. მიუხედავად ამისა, ფ.საულის მიერ შემოთავაზებულ ტექნოლოგიაში [17-14,15] მოინახა გზა, რომლითაც საწინააღმდეგო პოლარობის სიბრტყეები განთავსდებიან ერთმანეთისაგან 50 მიკრონ დისტანციაზე და შესაბამისად, 300-500 ვოლტი ძაბვა უკვე საკმარისია გაზური გაძლიერებისათვის ელექტრონული ველის საჭირო დამაბულობის მისაღწევად.

თანამედროვე ტექნოლოგიური საწარმოებიდან მიიღება ორმხრივ მეტალიზირებული კაპტონის ფირები: 50 მიკრონი სისქის დიელექტრიკი - კაპტონი დაფარულია 5 მიკრონი სისქის სპილენძის შრეებით, ამასთან ამ სისქეების ერთგვაროვნება მაღალ დონეზეა დაცული ფირის მთელ ფართობზე. კამერებისათვის ეს ფირები „იციხრილება“ მცირე დიამეტრის ხვრელებით ქიმიური „ამოჭმის“ მეთოდით - ფოტოლითოგრაფიის საშუალებით. სწორედ ეს ხვრელებია მაღალი ელექტრონული ველის დამაბულობისა და შესაბამისად, გაზური გაძლიერების უზნები.

გავეცნოთ ამ ტექნოლოგიას უფრო დეტალურად. სურ.17-15-ზე მოცემულია ამ პროცესის სქემა. ფოლგირებული კაპტონის ფირი (1) ორმხრივ იფარება

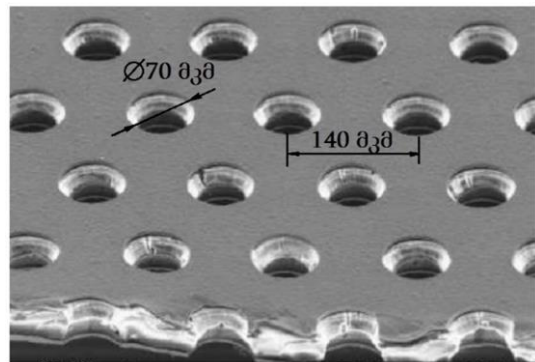


სურ.17-15: GEM-ფირის დამზადების ეტაპები ფოტოლითოგრაფიის მეთოდით

ფოტოემულსიით (2), რომელზეც დაიტანება ფოტოლითოგრაფიისათვის საჭირო სურათი სპეციალურ დანადგარში დასხივების საშუალებით. ამის შემდეგ ეს ფირი ეშვება ქიმიურ ხსნარში, რომელიც ფოტოემულსიას გარდაქმნის შემდგომი ქიმიური დამუშავებისადმი მედეგ შრედ, ხოლო საჭირო ადგილებში, სადაც ფოლგებში უნდა გაკეთდეს ხვრელები, ეს ემულსია მოცილდება. შემდგომი ქიმიური ხსნარი ახდენს ფოტოემულსიით დაუცველ ადგილებში სპილენძის შრის „ამოჭმას“ (3), ხოლო მომდევნო ავზში, უკვე სხვა ქიმიურ ხსნარში, ხდება კაპტონის ფირის გახვრეტა საჭირო დიამეტრითა და ფორმით (4). ამ პროცესების დროს მნიშვნელოვანია დროითი ინტერვალების ზუსტი დაცვა, რათა არ მოხდეს სასურველი გეომეტრიის

დარღვევა, ზედმეტი ამოჭმა, ან ნაწიბურების დატოვება...

თავდაპირველად მრავალნაირი გეომეტრია იქნა მოსინჯული - ხვრელების ფორმის, მათი დიამეტრისა და მათ შორის ინტერვალების შესარჩევად. დღეისათვის მოქმედ კამერებში უმთავრესად გამოიყენება GEM-ფირები ორმაგი კონუსის ფორმიანი ხვრელებით (სურ.17-15-4), დიამეტრებით 70x50x70 მკმ და ხვრელების ცენტრებს შორის 140 მკმ ინტერვალთ (სურ.17-16). ამგვარი ფირი თვალის ერთი შევლებით მთლიანის შთაბეჭდილებასაც ტოვებს, თუმცა, გაზომვებმა აჩვენა, რომ ელექტრონების მიმართ გამჭვირვალობა 80%-ია.

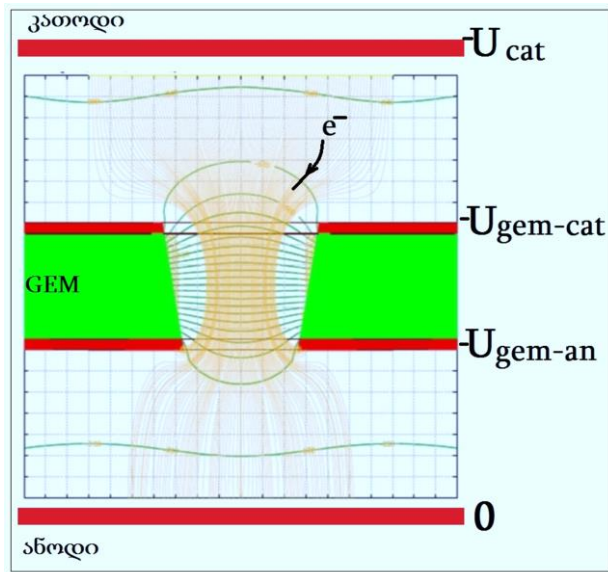


სურ.17-16: GEM-ფირის გადიდებული გამოსახულება

მარტივი GEM-კამერა წარმოადგენს პარალელურად განთავსებულ ანოდურ და კათოდურ სიბრტყეებს, მათ შორის მოთავსებული GEM-ფირით. კათოდზე მოდებულია უარყოფითი ძაბვა, ანოდის პოტენციალი ნულია. GEM-ფირის სპილენძის შრეებზე ასევე უარყოფითი ძაბვებია მოდებული იმგვარად, რომ სრულდებოდეს პირობა:

$$|U_{cat}| > |U_{gem-cat}| > |U_{gem-an}|, \quad \{17-1\}$$

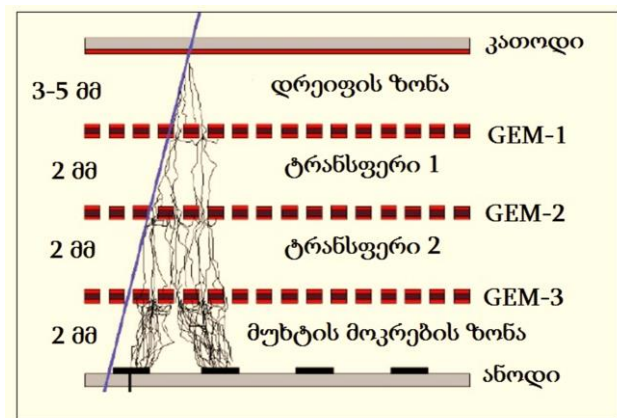
ანუ ანოდის მიმართულებით ძაბვის აბსოლუტური მნიშვნელობა კლებულობს, ამასთან $|U_{g-cat}| - |U_{g-an}| \approx 300 \div 500$ ვოლტია.



სურ.17-17: ერთფირიანი GEM-კამერის სქემა

სამუშაო გაზის მეორადი იონიზაცია. გაზური გამრავლების კოეფიციენტი ხვრელის გეომეტრიაში 1000-ს შეიძლება გაუტოლდეს. ამის შემდეგ ელექტრონების ნაკადი აგრძელებს ელექტრულ ველში მოძრაობას ანოდის მიმართულებით. რეალურად კამერაში ამ დონის ეფექტური გაზური გაძლიერება ვერ მიიღწევა რეკომბინაციების გამო. აღსანიშნავია, რომ დადებითი იონები GEM-ელექტროდებზე სწრაფად ილექება, ამიტომაც სივრცული მუხტის წარმოქმნის პრობლემა აღარ არსებობს, რაც დატვირთვის მაღალი მახასიათებლის საფუძველია. მეთოდურმა კვლევებმა აჩვენა, რომ საჭირო გაზური გაძლიერება (10^4 რიგის) ანოდ-კათოდურ ჭრილში 3 GEM-ფირის განთავსებით მიიღწევა. ძაბვების თანაფარდობა [17-14] პირობის თანახმად 3 GEM-ფირის შემთხვევაშიც დაცული უნდა იყოს - ანოდის მიმართულებით ძაბვის პოტენციალის მოდული კლებულობს - ეს ელექტრონული დრუბლის ანოდისკენ მიმართვას უზრუნველყოფს.

სურ.17-18 გვაჩვენებს სამფირიანი GEM-კამერის სტანდარტულ გეომეტრიას. GEM ფირებსა და GEM-ანოდს შორის დისტანციები 2 მმ ფარგლებშია, დრეიფული უბანი კი, კათოდსა და პირველ GEM-ფირს შორის 3÷5 მმ შეიძლება იყოს - ეს კამერის დატვირთვისა და დასმული ამოცანის მიხედვით განისაზღვრება. მივაქციოთ ყურადღება: - ანოდური სიბრტყე სტრუქტურულიზებულია.

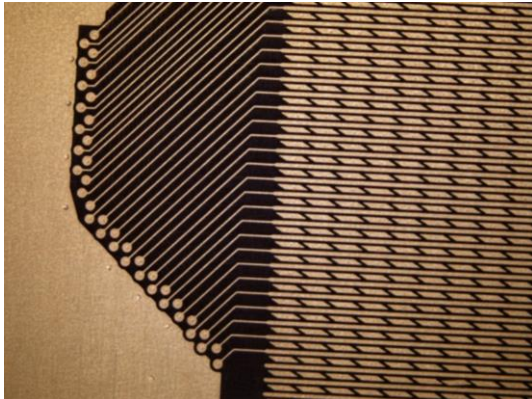


სურ.17-18: სამფირიანი კამერის გეომეტრია

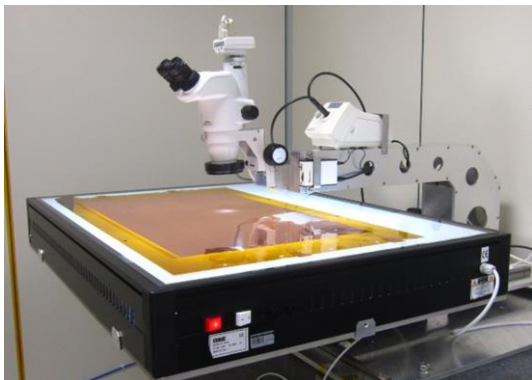
სურ.17-17-ზე მოცემულია ამგვარ კამერაში ელექტრონის მოძრაობის ტრაექტორიები (ანუ ელექტრული ველის ძალწირები) GEM-ფირის ხვრელში, ასევე ეკვიპოტენციური ხაზები, მოდელირებული GARFIELD-პროგრამული პაკეტით. ძალწირების სიხშირე ხვრელის რეგიონში ველის დამაბულობის მაღალ სიდიდეზე მიუთითებს. აქ მოხვედრილი ელექტრონი, რომელიც კამერის მოცულობაში პირველადი იონიზაციის შედეგად ჩნდება, ღებულობს საკმარის ენერგიას, რათა მოახდინოს



სურ.17-19: GEM-ფირი



სურ.17-20: პედ-სტრიპული ანოდის კიდე განსართის გამომყვანებით



სურ.17-21: კამერის ელექტროდების ვიზუალური ტესტირების მიკროსკოპი

თანამედროვე ტექნოლოგია მრავალშრიანი ანოდის შექმნის საშუალებას იძლევა. იგი შეიძლება იყოს ან სრულად პედებისგან შედგენილი, ან პედ-სტრიპების ერთობლიობა. ყოველ შემთხვევაში, ანოდიდან 2D-კოორდინატა განისაზღვრება.

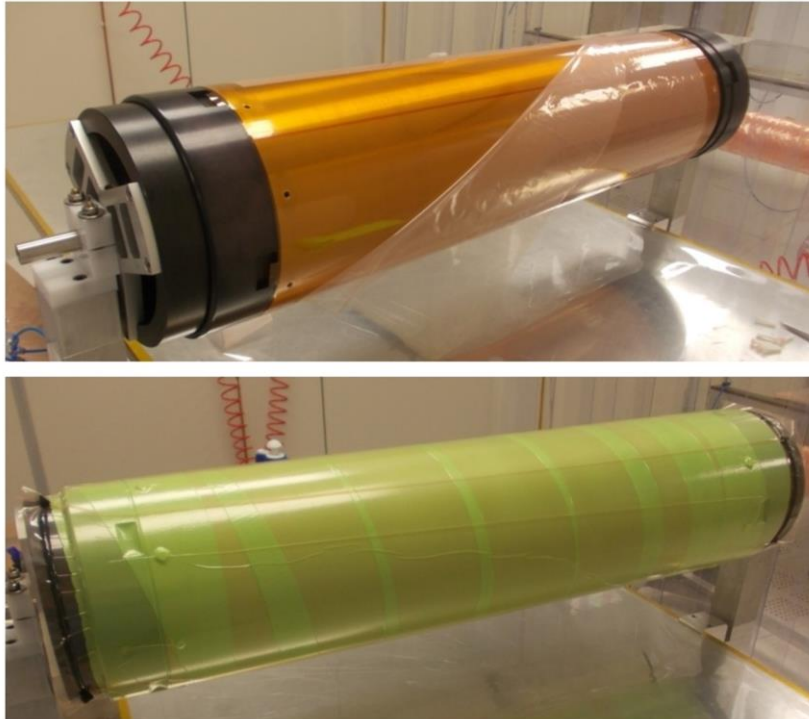
GEM-ფირებიანი კამერების ტექნოლოგიას აქვს სხვა ტიპის კამერებისაგან განსხვავებით ერთი უპირატესობა - გაზური გაძლიერების უბანში, ანუ ფირის ხვრელში ერთმანეთთან ახლოს მდებარე მაღალძაბვიან ელექტროდებს შორის დისტანცია ფიქსირებულია - იგი განისაზღვრება კაპტონის ფირის სისქით. ასე რომ GEM-ფირის ბრტყელი ფორმა არაა მკაცრად აუცილებელი ფაქტორი. ეს გამოყენებული იქნა სამკოორდინატიანი ცილინდრული კამერების შესაქმნელად - დღეისათვის იტალიის ქ.ფრასკატის e^+e^- ამაჩქარებელზე მოქმედი KLOE2-დანადგარის შიდა ტრეკერს წარმოადგენს GEM-ტექნოლოგიით შექმნილი ცილინდრული დეტექტორი, რომელიც 4 აქტიურ შრე-კამერას შეიცავს. ნაწილაკის კვალზე ოთხი 3-განზომილებიანი წერტილი მიიღება ამ ტრეკერიდან. ვინაიდან ამ ტექნოლოგიით დამზადებული დეტექტორი ჯერჯერობით ერთადერთია (ანალოგიური კამერა მზადდება პეკინის e^+e^- ამაჩქარებელზე მოქმედი BESIII-

ექსპერიმენტისათვის იგივე ჯგუფის მიერ), გავეცნოთ მისი დამზადების ტექნიკურ ნიუანსებს მეტი დაწვრილებით.

ტრეკერი 4 დამოუკიდებელი შრე-კამერისაგან შედგება (სურ.17-14). თითოეულ მათგანის ანოდ-კათოდურ ჭრილში სამ-სამი GEM-ფირია განთავსებული. ანოდი პედ-სტრიპული კონფიგურაციისაა (სურ.17-20), ანუ მიიღება 2 ანოდური კოორდინატა. კათოდი 50 მკმ სისქის კაპტონის ცალი მხრიდან მეტალიზირებული ფირია. მექანიკური სიმტკიცისათვის კათოდი და ანოდი ფიჭური სტრუქტურის კომპოზიტური მასალის ცილინდრულ სტრუქტურაზეა დაწებებული, მათ შორის მოთავსებულ GEM-ფირებს შორის დისტანციას კი მინა-ბოჭკოს მასალისაგან დამზადებული სპეისერ-რგოლები განსაზღვრვენ.

საჭირო დიამეტრების ელექტროდების შესაქმნელად აუცილებელი გახდა არასაკმარისი ზომების ფირების ერთმანეთთან შეწყობა - ეს პროცედურა დასჭირდა როგორც GEM-ფირებს, ასევე კათოდებსა და ანოდებს.

GEM-ფირები და ანოდები მზადდებოდა CERN-ის ქიმია-ტექნოლოგიურ ლაბორატორიაში. ყოველი ფირი შეწყობა-აწყობის წინ გადიოდა რთული შემოწმების ეტაპებს როგორც მაღალ ძაბვაზე გარღვევების მედეგობაზე, ასევე



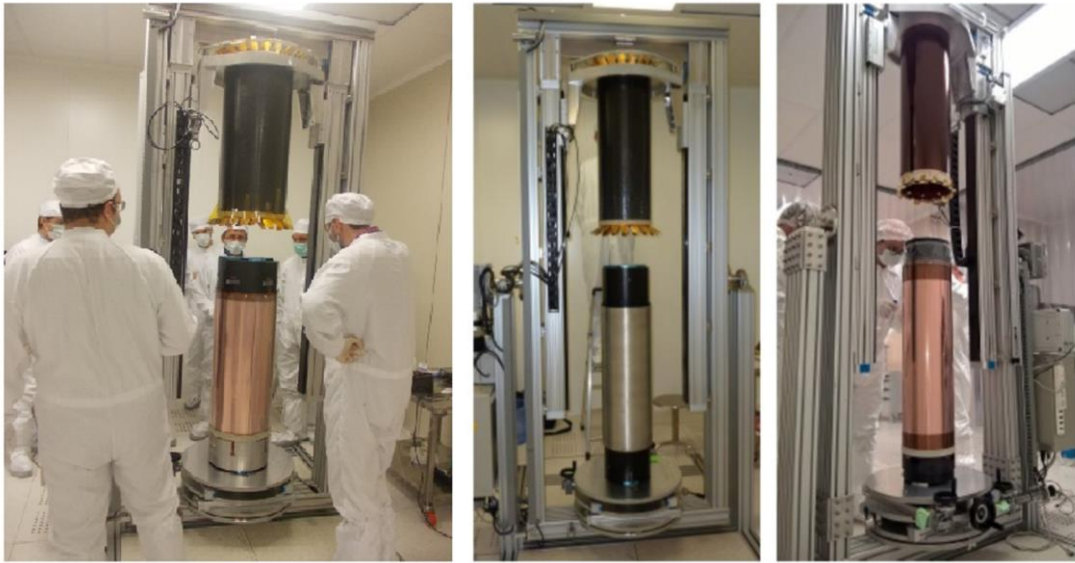
სურ.17-22: ცილინდრული GEM-ელექტროდის ვაკუუმური შეწყობა

მოთხოვნილ ტექნოლოგიურ სიზუსტეებზე. კამერის ელემენტები აწყობის პროცესში ერთმანეთზე წებდებოდა, ამიტომაც დეფექტის აღმოჩენის შემთხვევაში დაშლა და პროფილაქტიკური სამუშაოების ჩატარება შეუძლებელი იყო. ამით იყო განპირობებული მკაცრი წინასწარი ტესტირებების ციკლი.

ერთი GEM-ელექტროდი სამი ნაწილის შეერთებით იქმნებოდა. დასაწყებლად ფირზე წინასწარ გამოყოფილი იყო 3 მმ სიგანის გადაფარვის პასიური ზონები. გამოიყენებოდა Araldit-2011 ორკომპონენტური წებო, რომელიც 1 მმ სიგანის თხელ ფენად ესმებოდა გადაფარვის ზონის შუა ნაწილში. დაწყების ზონის ერთგვაროვნების უზრუნველსაყოფად გამოიყენებოდა ვაკუუმური მეთოდი - ყალიბრებული მაგიდის ზედაპირზე განთავსებული ფირები იფარებოდა ვაკუუმური ფირით, რომლის ქვეშაც ამოიტუმბებოდა ჰაერი და გარე ატმოსფერული წნევა უზრუნველყოფდა შესაწყობებელ ზოლებზე თანაბარ დაწოლას წებოს პოლიმერიზაციის პერიოდში.

ფირების ერთმანეთის მიმართ საჭირო სიზუსტით განლაგებას მათში წინასწარ, ფოტოლითოგრაფიის პროცესში დატანებული რეპერული ხვრელები ახდენდნენ. ბრტყელი გეომეტრიისათვის შეწყობების ეს მეთოდი ახალი არაა, მაგრამ იგივე მეთოდი მისადაგებული იქნა ელექტროდის საბოლოო, ცილინდრულ ფორმაზე შეწყობებისათვის - ეს უკვე ტექნოლოგიური სიახლე იყო.

თითოეული კამერა 5 სხვადასხვა დიამეტრის ელექტროდს შეიცავს, 4 ამგვარი კამერა კი ჯამში 20 ცილინდრის შექმნას გულისხმობს. ამ ამოცანის



სურ.17-23: კამერის აწყობა CLESSIDRA-დანადგარის საშუალებით

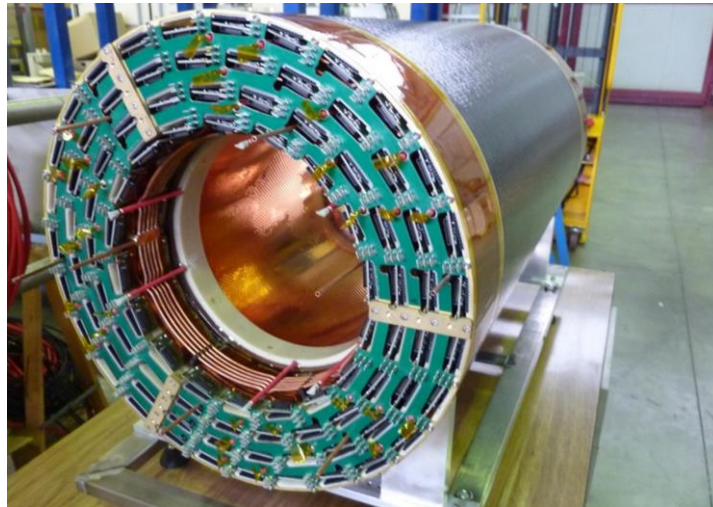
გადასაჭრელად მექანიკურ საწარმოებში სპეციალური შეკვეთით დამზადდა მაღალი სიზუსტის ცილინდრი-შაბლონები, თითო ცილინდრი ყოველი დიამეტრისათვის. ლითონის მასიური ცილინდრები დაფარული იყო ტეფლონის თხელი ფენით - ეს მათზე გადაკრული ფაქიზი ფირების დასაცავად და იოლად მოსახსნელად იყო საჭირო. აქაც წინასწარ, ლაზერული ტექნოლოგიით მოწმდებოდა ცილინდრულობის ხარისხი - ოდნავი კონუსურობაც კი მჭიდროდ შემოკრული ფირის მოხსნას შეუძლებელს გახდიდა.

ამრიგად, დეტექტორის ერთი შრე-კამერს შექმნის ეტაპები შეიძლება ამგვარად ჩამოვყალიბოთ:

- GEM-ფირების ცალკეული ნაწილების ვიზუალური, მაღალი ძაბვის, გეომეტრიული ტესტები;
- ანოდის შემოწმება არხების გამტარობაზე, ვიზუალური კონტროლი;
- კათოდის ფირების შემოწმება მაღალ ძაბვაზე;
- ელექტროდების 3-3 ნაწილის ერთმანეთთან შეწყება ყალიბრებული მაგიდის ზედაპირზე;
- ელექტროდების ცილინდრული შეწყება ყალიბრულ ცილინდრებზე;
- სპეისერ-რგოლების დაწება;
- კამერის აწყობა ნახევრად-ავტომატურ დანადგარზე CLESSIDRA - ელექტროდების მოხსნა ცილინდრებიდან და მათი ერთმანეთში ინსტალაცია დიამეტრების მიხედვით;
- გაზური მოცულობის ჰერმეტირება;
- წინაგამაძლიერებლების, გაზური გამომყვანების, გაცივების სისტემის დამაგრება.

ამის შემდეგ ყოველმა აწყობილმა შრე-კამერამ გაიარა სტანდარტული ტესტირების ეტაპები, შემდეგ კი ისინი (სურ.17-14) ინსტალირებულნი იქნენ ერთმანეთში, ერთიან დეტექტორად (სურ.17-24). ამჟამად GEM-დეტექტორი

KLOE2 დანადგარში საშტატო ადგილზეა განთავსებული და მონაწილეობს ფიზიკურ პროგრამაში [17-15,16].



სურ.17-24: პირველი ცილინდრული 4-შრიანი GEM-კამერა KLOE2 ექსპერიმენტისათვის (ქ.ფრასკატი, LNF, INFN)

ბრტყელი კონფიგურაციის GEM კამერები წარმატებით გამოიყენება დიდ ადრონულ კოლაიდერზე მოქმედ ექსპერიმენტში LHCb [17-17], ასევე ცერნის კიდევ ერთ ექსპერიმენტში - COMPASS. დიდ დატვირთვაზე წარმატებით მუშაობის შესაძლებლობა გახდა საწინდარი, რომ CMS ექსპერიმენტული დანადგარის განახლების პროგრამით არსებული კამერების ნაწილი GEM-დეტექტორებით ჩანაცვლდება.

თავი IV. დეტექტორების გაწყობა და ტესტირება

18. დეტექტორების ელექტრონიკა

ექსპერიმენტის საბოლოო მიზანი მომხდარი ფიზიკური პროცესის შესწავლა და მისი თეორიული ინტერპრეტაციაა. მაღალი ენერგიების ფიზიკის თანამედროვე ექსპერიმენტული დანადგარებიდან ფიზიკოსი დებულობს ელექტრული იმპულსების (სიგნალების) უზარმაზარ ნაკრებს, რომელიც სისტემატიზირდება ნაწილობრივ თვით ექსპერიმენტის მიმდინარეობის პროცესში, ასევე ამ პროცესის შემდგომ პერიოდში. სისტემატიზაცია გულისხმობს ამ იმპულსების კრებულიდან ურთიერთქმედებაში მონაწილე ნაწილაკთა იდენტიფიცირებას მათ მიერ დეტექტორებში დატოვებული ინფორმაციების მიხედვით, მათი ენერგია-იმპულსის განსაზღვრას, ურთიერთქმედებისა და დაშლის წვეროების დადგენას.

დეტექტორიდან მიღებული ცალკეული ელექტრული სიგნალი არაა ინფორმატიული. ნაწილაკის შესახებ ინფორმაციას იძლევა ამ სიგნალების ერთობლიობები: თანმიმდევრული ჯაჭვი (ტრეკის განსაზღვრის შემთხვევაში), ან სიგნალების ამპლიტუდები (ნაწილაკის ენერგიის განსაზღვრისათვის), ასევე მიღებულ სიგნალთა სივრცულ/დროითი კოორდინატების აღდგენა (მასა-იმპულსის, მუხტის დადგენა) და ა.შ.

მიღებული სიგნალი შეიძლება იყოს მოსული როგორც საკვლევი ურთიერთქმედებაში დაბადებული ნაწილაკებისაგან, ასევე ფონური, ანუ მიმსგავსებული ურთიერთქმედებებიდან. ასევე, დეტექტორიდან მოსული სიგნალი შეიძლება სულაც არ იყოს კავშირში შესასწავლ ფიზიკურ პროცესებთან და ე.წ. „ხმაურს“ წარმოადგენდეს. ეს ნიშნავს, რომ სიგნალთა ერთობლიობაში ფუჭი სიგნალების გადარჩევა მნიშვნელოვანი ამოცანაა.

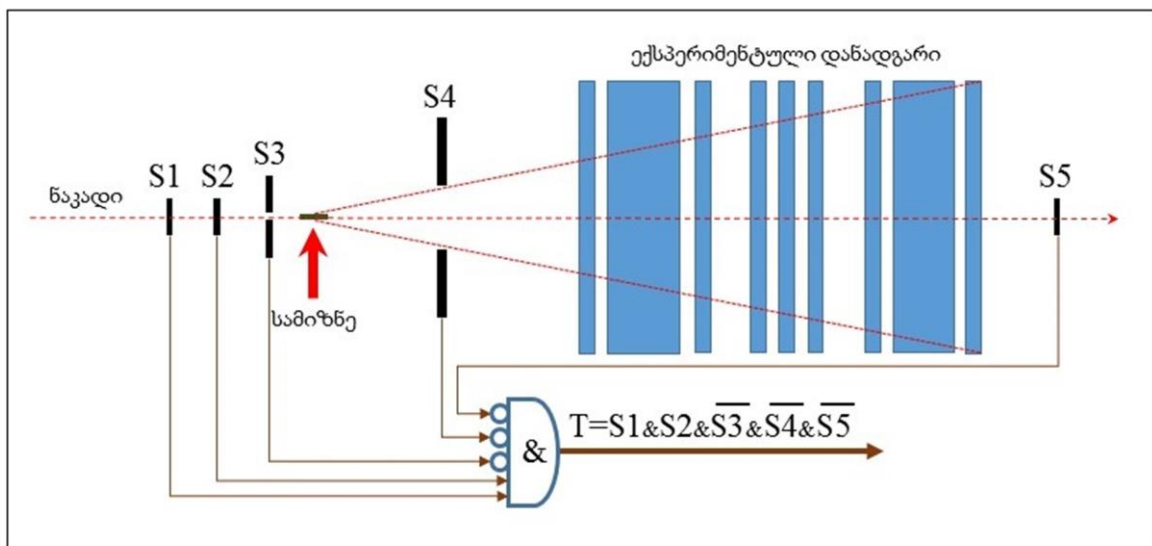
თანამედროვე ექსპერიმენტული დანადგარებში განთავსებულ დეტექტორთა სისტემები ყოველ ფიზიკურ პროცესს, ნაწილაკთა ყოველ ურთიერთქმედებას მილიონობით ელექტრულ სიგნალად გარდაქმნიან. გასაგებია, რომ საკითხი დგას ამ სიგნალთა უდანაკარგოდ და ინფორმაციის დაუკარგავად ჩაწერაზე. ამას გარდა, „ფუჭი“ სიგნალების დროულად გამორიცხვაზე ან, ყოველ შემთხვევაში, მათი რაოდენობის მინიმიზაციაზე. ექსპერიმენტატორის წინაშე დგას ამოცანა არა მარტო დეტექტორის კვალიფიციურად დამზადება-ამუშავებაზე, არამედ ამ დეტექტორიდან მიღებული სიგნალების სათანადოდ მიწოდებაზე დამუშავება-ანალიზის ეტაპებამდე.

დეტექტორული ტექნოლოგიების განვითარება შეუძლებელია მიკროელექტრონიკის შესაბამისი განვითარების გარეშე. ეს უკანასკნელი მოწოდებულია სწორედ დეტექტორიდან გამოსული იმპულსის შემდგომ წარმართვაზე. პირველ რიგში ეს მიღებული სიგნალის გაძლიერება, მისი კაბელურ სისტემაში გაშვება და წინასწარი ანალიზის მოდულებამდე მიმართვაა. ამ ეტაპებზე ხდება დანადგარში მომხდარი ურთიერთქმედების პირველადი ანალიზი მის შესაბამისობაზე შესასწავლ პროცესებთან, ანუ წინასწარი გადარჩევა. ეს ეტაპი ფუჭ პროცესებს გამორიცხავს შემდგომი განხილვებიდან. ამას გარდა, ელექტრონული სისტემების ამოცანაა დეტექტორიდან გამოსული სიგნალების

პირველადი მომზადება: გაძლიერება, სტანდარტულ ლოგიკურ სიგნალად ფორმირება, ამპლიტიდურ-დროითი მახასიათებლების ციფრული სახით წარმოდგენა, ლოგიკური კვანძების გავლა და ა.შ.

ქვემოთ საუბარი გვექნება სწორედ სიგნალის დეტექტორების შემდგომ ეტაპებზე: ელექტრონიკის მოდულებსა და სისტემებზე, რომლებიც უზრუნველყოფენ დეტექტორებიდან მიღებული სიგნალების შემდგომი დამუშავების ეტაპებამდე სრულყოფილ გადატანას, საჭირო სისწრაფითა და სრულყოფილი ინფორმატიულობით.

თანამედროვე ექსპერიმენტულ დანადგარებში, განსაკუთრებით, ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის ექსპერიმენტებში, საჭიროა ყოველთვის დიდი სიზუსტით ვიცოდეთ დამცემი ნაწილაკის დანადგარში მოსვლის დრო და მოახდინა თუ არა ამ ნაწილაკმა ურთიერთქმედება დანადგარის სამიზნეში. **ტრიგერი** - ეს არის ლოგიკური სქემა, რომელიც ახდენს ურთიერთქმედების წინასწარ ანალიზს და იძლევა მოცემული ურთიერთქმედების ვარგისიანობის შესახებ ლოგიკურ დასკვნას. მაგალითისთვის განვიხილოთ მარტივი დანადგარის სქემა (სურ.18-1).



სურ.18-1: ექსპერიმენტული დანადგარის სქემა

ტრიგერულ სისტემებში ყველაზე ხშირად გამოიყენება სცინცილატორული მთვლელები. როგორც სქემაზეა ნაჩვენები, მთვლელების განლაგება ხდება ნაწილაკთა ნაკადის გასწვრივ და სხვადასხვა ამოცანას ასრულებენ:

- S1, S2 და S5 არიან სტანდარტული ბრტყელი სცინცილატორული მთვლელები;
- S3-ს აქვს ხვრელი, რომელიც, როგორც წესი, სამიზნის განიკვეთის ტოლია;
- S4-ს ასევე აქვს ხვრელი, რომელიც დანადგარის გაშლის კუთხეს გადაფარავს.

ასეთ დანადგარში ტრიგერული სიგნალი ფორმირდება შემდეგი პირობების დაცვისას:

ნაწილაკმა გაიარა S1 და S2 მთვლელებში, გაძვრა S3-ის ხვრელში, ე. ი. მოხვდა სამიზნეში, არ გაიარა S5-ში, ე. ი. მოახდინა ურთიერთქმედება და სამიზნეში ურთიერთქმედების შედეგად დაბადებული ყველა მეორადი ნაწილაკი გაძვრა S4-ის ხვრელში, ე. ი. მოხვდა დანადგარში.

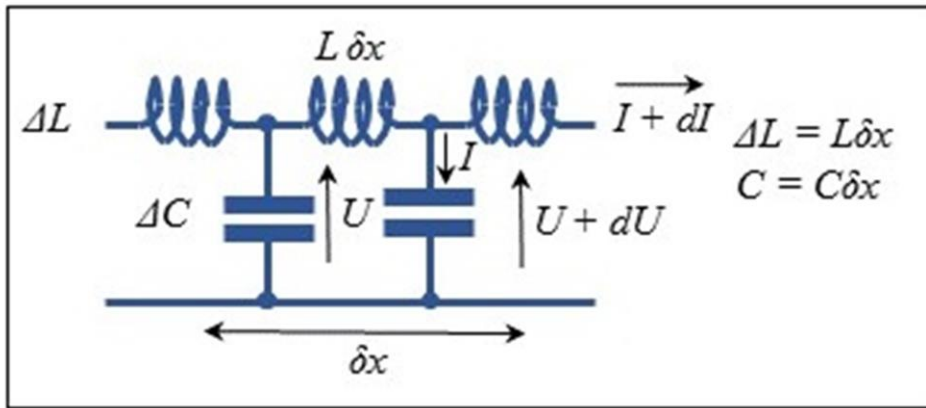
$$T = S1 \& S2 \& \overline{S3} \& \overline{S4} \& \overline{S5} \quad \{18-1\}$$

ყველა ეს სიგნალი უნდა იყოს დროში თანხვედრილი. ეს არის ე. წ. ნულოვანი დონის ტრიგერი. უფრო რთულ დანადგარებში გარდა ნულოვანი ტრიგერისა, არსებობს ასევე უფრო მაღალი დონის ტრიგერები, სადაც დანადგარში შემავალი დეტექტორების ინფორმაციაზე დაყრდნობით ხდება მონაცემების ფილტრაცია. ამის კარგი მაგალითია უკვე ზემოთ განხილული, ამაჩქარებლის არხის მიერ დამცემი ნაწილაკის იდენტიფიკაციის ლოგიკა ჩერენკოვის ზღურბლერი მთვლელების საშუალებით (სურ.12-2 და {12-5,6,7}). ურთიერთქმედების ტრიგერის {18-1} პასუხის გაერთიანება ჩერენკოვის მთვლელებიდან მოსულ რომელიმე ლოგიკურ სიგნალთან ამ შემთხვევაში გვაძლევს ლოგიკურ დასკვნას, რომ მოხდა ურთიერთქმედება და ცნობილია ამ ურთიერთქმედების გამომწვევი დამცემი ნაწილაკის ტიპი.

• დეტექტორის გამოსავალი სიგნალი

დეტექტორში ფორმირებული ელექტრული სიგნალი, როგორც წესი, ძალიან მცირეა. მცირე სიგნალის დიდ მანძილზე გადაცემა დიდ სირთულეებთანაა დაკავშირებული - კაბელის ომური წინაღობა, კაბელის ტევადობა, ხმაური, ა. შ. ამიტომ, სიგნალის გამამძიერებლები თავსდება ძირითადად დეტექტორზე, სიგნალის წყაროსთან რაც შეიძლება ახლოს და შემდეგ უკვე გამძიერებული სიგნალი გადაეცემა შედარებით შორს მოთავსებულ მარეგისტრირებელ ელექტრონიკას.

სიგნალის გამტარები. ელექტრული სიგნალის გადამცემი კაბელი, ან ბეჭდური სიბრტყის გამტარი ზოლი შეიძლება განვიხილოთ, როგორც უსასრულოდ მცირე LC ელემენტების ნაკრები x ღერძის გასწვრივ (სურ.18-2).



სურ.18-2: სიგნალის გამტარის ეკვივალენტური წრედის ელემენტები

ეკვივალენტური წრედი თითოეულისთვის შეიძლება ჩაიწეროს ასე:

$$dU = -L\delta x \frac{dI}{dt}$$

dU -ს უარყოფითი ნიშანი C ტევადობაზე გვაძლევს:

$$dQ = -C \delta x dU$$

$$I = \frac{dQ}{dt} = -C \delta x \frac{dU}{dt}$$

თუ მოვახდენთ დიფერენცირებას x და t -ს მიმართ:

$$\frac{dU}{dx} = -L \frac{dI}{dt} \quad \text{და} \quad \frac{dI}{dx} = -C \frac{dU}{dt}$$

ამ ფორმულების შემდგომი დიფერენციაციით მივიღებთ ტალღის ფუნქციას:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = LC \frac{d^2U}{dt^2} \quad \text{და} \quad \frac{d^2I}{dx^2} = LC \frac{d^2I}{dt^2} \quad \text{ან ზოგადად} \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{c^2} \frac{d^2\varphi}{dt^2}$$

ტალღის ზოგადი ფუნქციის ამონახსნი არის ნებისმიერი $f(x - ct)$ ფუნქცია, სადაც c არის სიგნალის გავრცელების სიჩქარე და ჩვენ შემთხვევაში

$$c = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

ძაბვისა და დენის სინუსოიდალური ტალღებისთვის

$$U = U_0 \cos\left(x - \frac{t}{\sqrt{LC}}\right) \quad \text{და} \quad I = I_0 \cos\left(x - \frac{t}{\sqrt{LC}}\right)$$

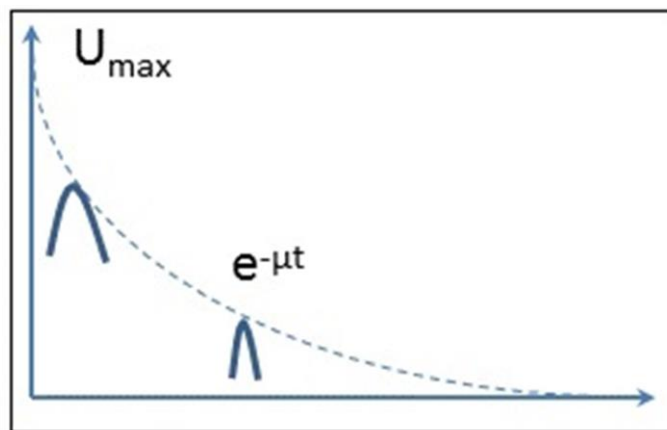
თუ ამ ფორმულების საშუალების გამოვითვლით გამტარის ტალღურ წინაღობას, მივიღებთ:

$$\frac{U}{I} = \frac{U_0}{I_0} = \sqrt{\frac{L}{C}} = Z_0$$

სიგნალის გადაცემა. რეალურ გარემოში ტალღის ფუნქცია უნდა შეიცავდეს სიგნალის ომურ, მაგნიტურ და დიელექტრიკულ დანაკარგებს:

$$\frac{d^2U}{dt^2} = \frac{1}{LC} \frac{d^2U}{dx^2} + U \frac{LA - RC}{2LC}$$

სადაც A არის სიგნალის ენერგიის დიელექტრიკული დანაკარგი გამტარის სიგრძეზე.



სურ.18-3: სიგნალის ამპლიტუდა მცირდება, ფორმა არ იცვლება

$R \approx 0$ წრედისთვის ეს არის სადენში წინ და უკან მოძრავი ტალღების ერთობლიობა, რომლის ამპლიტუდა ექსპონენციურად ეცემა, მაგრამ სიგნალის ფორმა არ იცვლება (სურ.18-3):

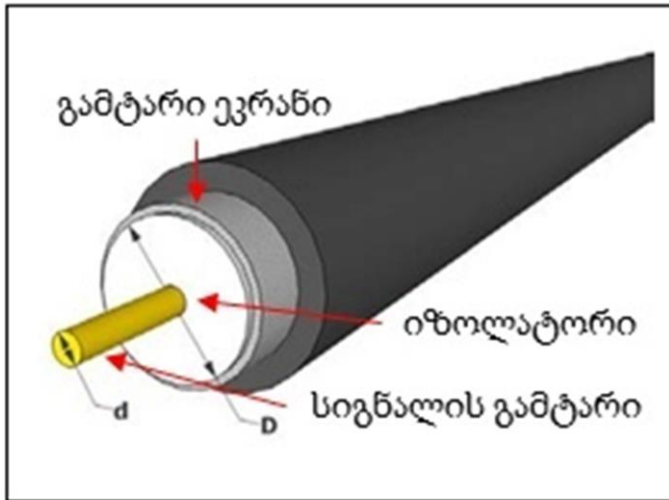
$$U(x, t) = e^{-\mu t} [f(x - ct) + g(x + ct)]$$

სიგნალის გადასაცემად ერთ-ერთი ყველაზე ფართოდ გავრცელებულია ე. წ. კოაქსიალური კაბელი (სურ.18-4).

კაბელის ინდუქტივობა სიგრძის ერთეულზე

$$L = 2 \ln \frac{D}{d} [\text{nH/cm}]$$

კაბელის ტევადობა სიგრძის ერთეულზე საიზოლაციო მასალის ϵ დიელექტრიკული შეღწევადობის კოეფიციენტით



სურ.18-4: კოაქსიალური კაბელი

$$C = \frac{\epsilon}{2 \ln \frac{D}{d}} \text{ [pF/cm]}$$

აქედან გამომდინარე, კოაქსიალური კაბელის ტალღური წინაღობა გამოითვლება

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{D}{d} \text{ [\Omega]}$$

სტანდარტული სიდიდეებია 50 და 75 ომი, განსაკუთრებულ შემთხვევებში გამოიყენება ასევე

25, 150 და 300 ომი ტალღური წინაღობის კაბელები.

ერთ-ერთი ყველაზე გავრცელებული კაბელი, სიგნალის მინიმალური დანაკარგებით და შორ მანძილზე გადასაცემად, არის RG58 ტიპის კაბელები შემდეგი ტექნიკური მახასიათებლებით:

- გარე დიამეტრი: 5მმ;
- ტევადობა C: 82 pF/მ;
- სიგნალის გავრცელების სიჩქარე: $2.44 \cdot 10^8$ მ/წმ, შესაბამისად, სიგნალის დაყოვნება: $4.1 \cdot 10^{-9}$ წმ/მ.

ამგვარადვე გამოითვლება ბეჭდურ სქემებზე გამტარების ან სხვა ერთ- და მრავალ-გამტარიანი კაბელების ტალღური წინაღობა.

სიგნალის არეკვლა. სიგნალის ტალღა ღია კაბელში დანაკარგის გარეშე გავრცელებისას შეიცავს წინ მიმავალ და უკან დაბრუნებულ ნაწილებს:

$$U(x, t) = f(x - ct) + g(x + ct)$$

კაბელის ღია ბოლოს იგივე სიდიდის წინაღობის (რეზისტორის) გავლით ნულოვან პოტენციალთან მიერთებით ხდება სიგნალის შეთანხმება და არეკლილი სიგნალი რადიკალურად მცირდება.

თუ განვსაზღვრავთ სიგნალის გადაადგილების სიჩქარეს როგორც $c = \omega/k$, სადაც k არის კაბელის სიგრძის ერთეულზე ტალღის რაოდენობა

$$x - ct \rightarrow \omega t - kx = -k(x - \frac{\omega}{k}t)$$

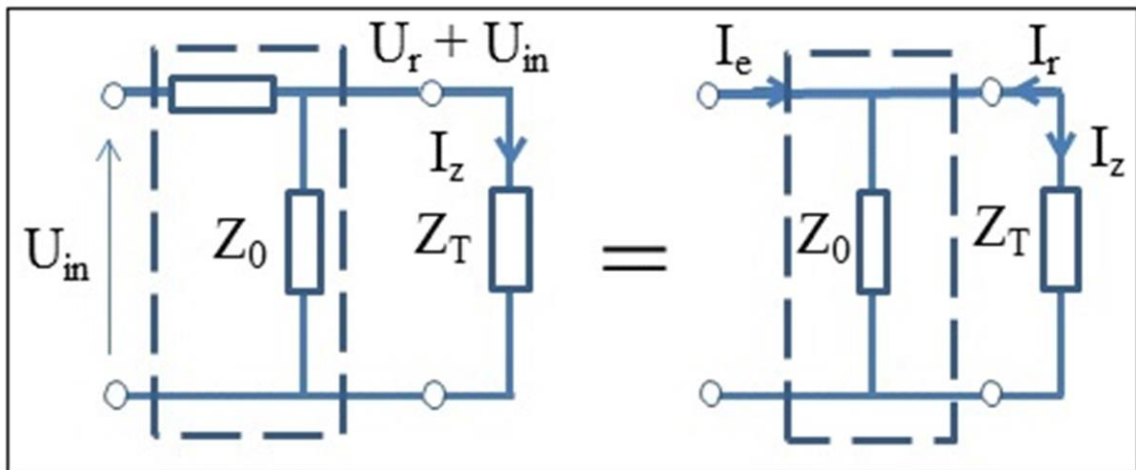
ერთი მიმართულების ტალღა

$$U_{in}(x, t) = U_0 e^{i(\omega t - kx)}$$

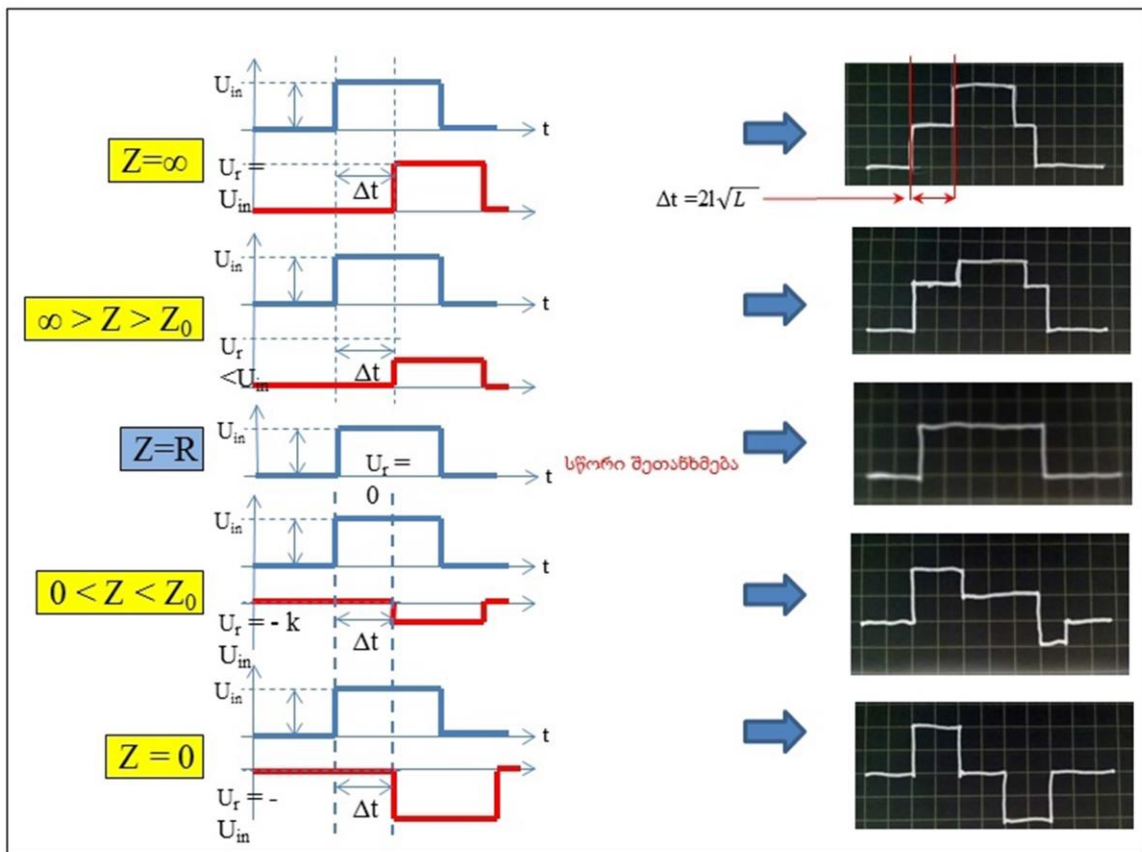
არეკლილი ტალღა, შესაბამისად

$$U_r(x, t) = r \cdot U_0 e^{i(\omega t + kx)}$$

სადაც $1 > r > 0$ არის არეკვლის კოეფიციენტი.



სურ.18-5: სიგნალის შეთანხმება



სურ.18-6: სიგნალის ფორმის დამოკიდებულება Z-ზე

დენის სიდიდე შემთანხმებელ Z_T წინააღმდეგობაში

$$I_Z = I_e - I_r = \frac{U_{IN} - r \cdot U_{IN}}{Z_0} = \frac{U_{IN} + r \cdot U_{IN}}{Z_T},$$

$$\frac{1}{Z_0} - \frac{r}{Z_0} = \frac{1 + r}{Z_T}$$

სიგნალის არეკვლის კოეფიციენტი დამოკიდებულია კაბელის Z_0 ტალღურის წინაღობასა და Z_T შემთანხმებელ წინაღობაზე თანაფარდობით:

$$r = \frac{Z_T - Z_0}{Z_T + Z_0}$$

როდესაც შეთანხმება მხოლოდ წინაღობით ხდება:

$$Z_T = R \rightarrow r = 0$$

როდესაც $r = 0$, სიგნალის არეკვლა და შესაბამისად, სიგნალის დაკარგვა არ ხდება და შეთანხმების წინაღობაზე გამოყოფილი ენერგია მაქსიმუმის ტოლია. სურ.18-6-ზე ნაჩვენებია სიგნალის სხვადასხვა სიდიდის წინაღობით შეთანხმებისას მიღებული სიგნალის ფორმები.

• **სიგნალის გამამძლიერებლები**

დეტექტორიდან გამომავალი სიგნალი, როგორც წესი, ძალიან მცირეა. იმისათვის, რომ სიგნალი კარგად გავარჩიოთ ხმაურისაგან და შევძლოთ მისი გადაცემა შორ მანძილებზე, საჭიროა მისი გაძლიერება.

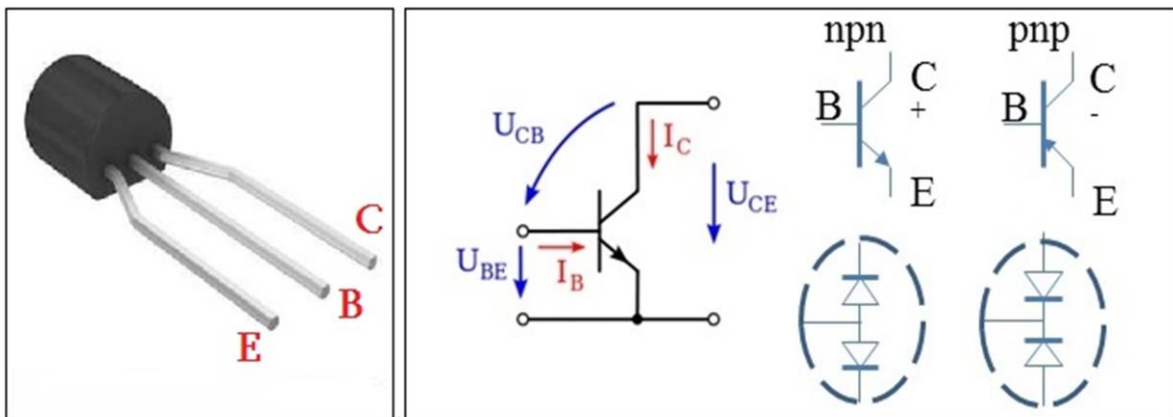
არსებობს სხვადასხვა ტიპის გამამძლიერებლები და მათი შერჩევა ხდება დეტექტორის და მისგან გამომავალი სიგნალის სახეობაზე.

ბიპოლარული ტრანზისტორები. არსებობს ორი ტიპის ბიპოლარული ტრანზისტორი - NPN და PNP (სურ.18-7). ტრანზისტორი სტრუქტურულად შეგვიძლია წარმოვიდგინოთ, როგორც ორი, ერთნაირი პოლუსით ერთმანეთთან მიერთებული დიოდი. ტრანზისტორის გარე კონტაქტებს ეწოდებათ კოლექტორი (C) და ემიტერი (E), ცენტრალურს - ბაზა (B).

კოლექტორიდან ემიტერისაკენ გასული ელექტრული დენი I_C წარმოადგენს ბაზიდან ემიტერისკენ გამავალ გაცილებით მცირე დენის წრფივ ფუნქციას. პირველ მიახლოებაში

$$I_C = \beta \cdot I_B.$$

ტრანზისტორი დენის გამამძლიერებელია და β დენის გაძლიერების კოეფიციენტია, ის ტრანზისტორის ერთ-ერთი ძირითადი მახასიათებელს წარმოადგენს. მუდმივი I_B -ს შემთხვევაში I_C მუდმივია და თითქმის არაა დამოკიდებული კოლექტორისა და ემიტერს შორის მოდებულ ძაბვაზე.

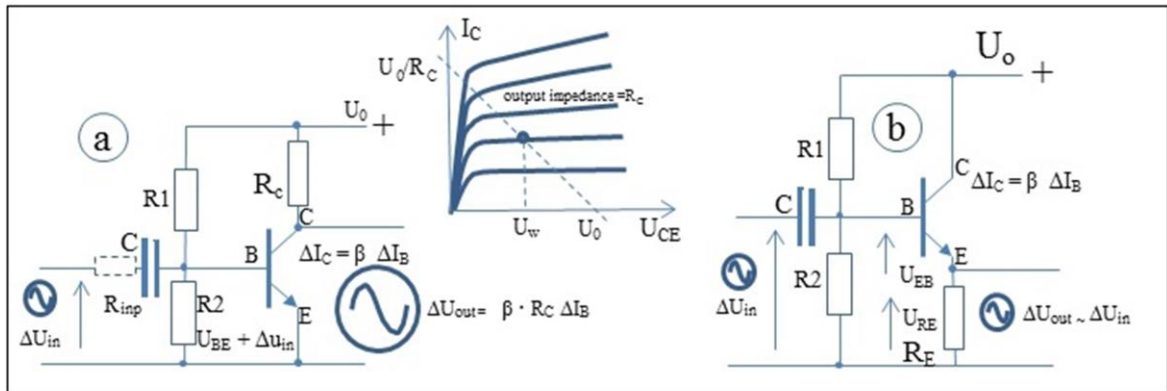


სურ.18-7: ბიპოლარული ტრანზისტორები

ბიპოლარული ტრანზისტორები ბევრი სხვადასხვა ფორმის არსებობს, იმისდა მიხედვით, რომელ წრედში გამოიყენება: აუდიო/ვიდეო სიხშირის, მაღალი და ზემდაღალი სიხშირის, გადამრთველი, მცირე სიგნალის, მაღალი სიმძლავრის და ა. შ.

მარტივი ტრანზისტორული გამამძლიერებელი. მარტივი ტრანზისტორული გამამძლიერებლების ორი ძირითადი ჩართვის სქემა არსებობს (სურ.18-8) - კოლექტორული გამამძლიერებელი (Collector amplifier – common emitter scheme) ანუ იგივე საერთო ემიტერული სქემა და ემიტერული გამამძლიერებელი (Emitter follower).

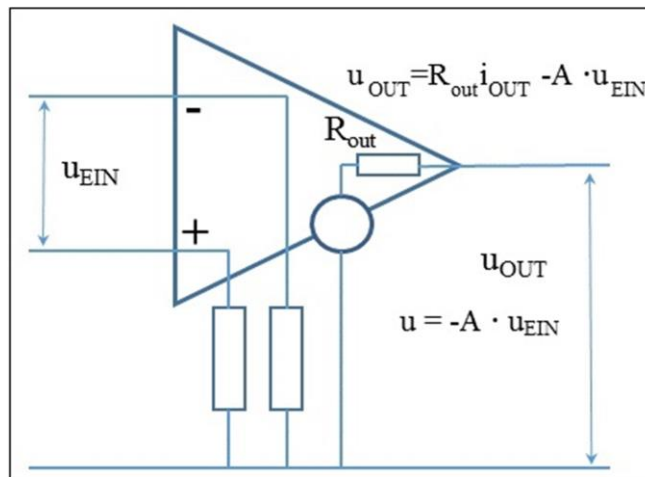
პირველ შემთხვევაში ძლიერდება სიგნალის ამპლიტუდა, მეორე შემთხვევაში სიგნალის ამპლიტუდა პრაქტიკულად არ იცვლება, მაგრამ ძლიერდება წრედში გამავალი დენი.



სურ.18-8: a – კოლექტორული გამაძლიერებელი, b – ემიტერული გამაძლიერებელი

როგორც წესი, მარტივი ტრანზისტორული გამაძლიერებლის გაძლიერების კოეფიციენტი რამდენიმე ერთეულიდან რამდენიმე ათეულამდე იცვლება. თუ ეს საკმარისი არაა, შეიძლება გამაძლიერებლის რამდენიმე ასეთი ელემენტისაგან კასკადური სქემის აწყობა.

ოპერაციული გამაძლიერებელი. ოპერაციული გამაძლიერებელი (სურ.18-9) წარმოადგენს მრავალკასკადიან გამაძლიერებელთა ინტეგრირებულ სისტემას. მისი ძირითადი მახასიათებელია ე. წ. ღია ყულვის გაძლიერების კოეფიციენტი (Open Loop Amplification) – A .



სურ.18-9: ოპერაციული გამაძლიერებლის ეკვივალენტური სქემა

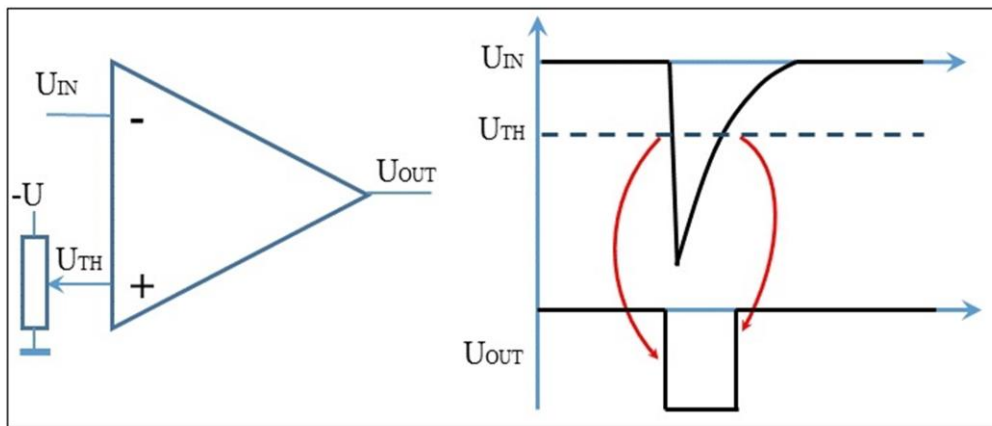
ოპერაციული გამაძლიერებლების მთავარ უპირატესობებს მიეკუთვნება:

- მაღალი გაძლიერების კოეფიციენტი - $\geq 10^4$;
- მაღალი შემავალი წინაღობა - 10^6 ომი;
- დაბალი გამოსასვლელი წინაღობა - 50 ომი;
- დიფერენციალური შესავალი - საშუალებას გვაძლევს შევადაროთ ორი სიგნალი და გავაძლიეროთ მათ შორის სხვაობა;
- დაბალი ხმაური;

- კვების წყაროს ფართო სპექტრი.

დისკრიმინატორი და მაფორმირებელი. ოპერაციული გამამდიერებლები ფართოდ გამოიყენება ელექტროტექნიკაში. ერთ-ერთი ამოცანა, რომელსაც ისინი კარგად ართმევენ თავს, არის მათი გამოყენება ანალოგური სიგნალის დისკრიმინაციისა და ფორმირებისთვის (სურ.18-10).

ოპერაციული გამამდიერებლების ღია ყულფის გაძლიერების კოეფიციენტი ძალიან მაღალია, ამიტომ U_{IN} შემავალი სიგნალი როგორც კი გადააჭარბებს ზღურბლის U_{TH} მნიშვნელობას, გამოსავალზე სიგნალი 0-დან მაქსიმალურ U_{OUT} მნიშვნელობამდე გაიზრდება და პირიქით, როგორც კი ზღურბლზე მცირე გახდება - ისევ 0-მდე დაეცემა. ამ შემთხვევაში გამოსავალი სიგნალი შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც ციფრული სიგნალი, რომელიც გვამცნობს სიგნალის არსებობას, როდესაც ის ზღურბლზე მეტია.



სურ.18-10: დისკრიმინატორის ჩართვის სქემა

ციფრული სიგნალები სხვადასხვა ფორმატისა და პოლარობისაა, დამოკიდებული იმაზე, თუ რა მანძილზე უნდა გადაეცეს, ან რამდენ შესასვლელზე ნაწილდება პარალელურად:

- NIM – უარყოფითი პოლარობის სიგნალი, კვება -6 ვოლტი
ლოგიკური „0“ = 0 ვოლტი, ლოგიკური „1“ = -0.8 ვოლტი
- TTL (LVTTL) – დადებითი პოლარობის სიგნალი, კვება +5 (+3.3) ვოლტი
ლოგიკური „0“ = 0 ÷ +0.5 ვოლტი, ლოგიკური „1“ = 2.4 ÷ +5.0 ვოლტი
- LVDS – დიფერენციალური დადებითი პოლარობის სიგნალი, სიგნალი გადაეცემა ორ, ერთმანეთზე გადაწულ სადენში, დადებითი და უარყოფითი მხარი, U^+ და U^-
ლოგიკური „0“ – $U^+ - U^- = 0$ ვოლტი, ლოგიკური „1“ – $U^+ - U^- = +2.4$ ვოლტი
- ECL, SLVS, CML ...

დეტექტორიდან გამოსული სიგნალი გაძლიერების შემდგომ გარდაიქმნება ციფრულ სიგნალად და გადაეცემა მარეგისტრირებელ ელექტრონიკას, როგორც წესი, თანამედროვე მოდულურ სისტემებს.

იმ შემთხვევაში, როცა დეტექტორიდან მოსული სიგნალის ამპლიტუდის დამუშავებაა საჭირო, მაგალითად, დეტექტორში დატოვებული ენერჯის შესაფასებლად, მაშინ გამოიყენება გამამდიერებელი მაფორმირებელის გარეშე, ანუ პირდაპირ ანალოგური სიგნალი მუშავდება.

- **მონაცემების დაგროვების თანამედროვე სისტემები**

ერთ ფუნქციონალურ ბლოკში ძალიან ბევრი ფუნქციის ჩადება ძნელი და, ხანდახან, შეუძლებელიც კი ხდება. არის იმის რისკიც, რომ ამ ერთი ბლოკის მწყობრიდან გამოსვლა მთელი სისტემის კოლაფსს გამოიწვევს.

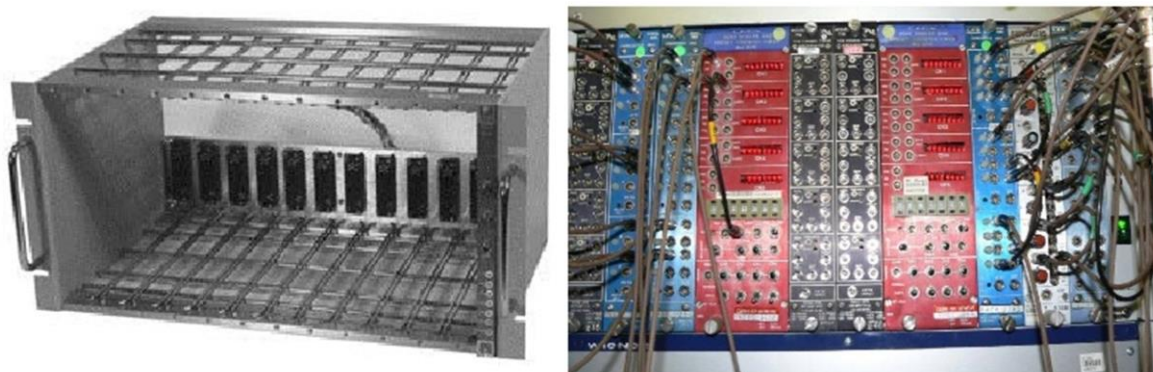
გაცილებით იოლია მონაცემების დაგროვების სისტემის აწყობა, თუ გამოვიყენებთ სტანდარტულ მოდულურ სისტემებს. ამ სისტემებში არსებობს სტანდარტული ფუნქციონალური ბლოკები, რომელთა საშუალებით პრაქტიკულად ნებისმიერი ფუნქციონალური ალგორითმის აწყობაა შესაძლებელი.

მონაცემების დაგროვების სისტემების მოდულური სტრუქტურა ბევრ პრობლემას მარტივად წყვეტს:

- შეიძლება გამოვიყენოთ მცირე და მარტივი ფუნქციების მქონე მოდულები;
- ერთი და იგივე მოდული შეიძლება გამოყენებული იქნას სხვადასხვა სისტემებში;
- ერთ სისტემაში შეიძლება ბევრი ერთნაირი მოდულის გამოყენება;
- ადვილია სისტემის გაუმჯობესება უფრო ახალი მოდულის ჩანაცვლებით

და ა.შ.

NIM (Nuclear Instrument Modules) სტანდარტი შეიქმნა 1964 წელს. სისტემის ძირითად ნაწილს წარმოადგენს ე.წ. კრეიტი (კალათი), სადაც მოდულები თავსდება (სურ. 18-11).



სურ.18-11: NIM კრეიტი და მოდულები

თითოეულ კრეიტში 12 მოდულის ადგილია, ე.წ. სლოტი. სიღრმეში დამონტაჟებულია გასართები, რომლებზეც მოდულებისთვის საჭირო ძაბვებია განაწილებული. კრეიტში ნებისმიერი მოდული შეიძლება ნებისმიერ სლოტში ჩაირთოს.

NIM სისტემისთვის დამახასიათებელია:

- არ სჭირდება პროგრამული უზრუნველყოფა;
- არ საჭიროებს კომპიუტერულ მართვას;
- ძირითადად გამოიყენება სხვადასხვა ლოგიკური სქემების შესაქმნელად

NIM სტანდარტის ძირითადი მოდულებია:

- დისკრიმინატორი;
- თანხვედრის მოდული;
- ტაიმერი;

- მთვლელი;
- ლოგიკური ელემენტები (AND, OR, ...);
- ...

NIM სისტემის პარამეტრები:

- მექანიკური ზომები - 246 × 221 × 34 მმ;
- 42 კონტაქტიანი კონექტორი;
- კვების ძაბვები: ±6V, ±12V, ±24V, GND;

ციფრული სიგნალის ლოგიკური დონეებია: „0“ – 0V (0A); „1“ – 0.8V (-16 mA).

CAMAC (Computer Applications for Measurement and Control). CAMAC სტანდარტი 1970-იან წლებში შეიქმნა და სწრაფად გავრცელდა ექსპერიმენტული ფიზიკის ლაბორატორიებში და დანადგარებზე. CAMAC კრეიტში 25 სლოტია (სურ.18-12), საიდანაც ბოლო 2 (24-ე და 25-ე) სლოტები განკუთვნილია ე. წ. კონტროლერისთვის (მართვის ბლოკისთვის), რომელიც კომპიუტერთანაა მიერთებული და კომპიუტერსა და ფუნქციონალურ მოდულებს შორის მონაცემების გაცვლას უზრუნველყოფს.



სურ.18-12: CAMAC-ის კრეიტი

CAMAC-ის მაგისტრალზე ყველა სიგნალი TTL ფორმატისაა:

- „0“ – 0-0.8V
- „1“ – 2.4-5V

CAMAC სტანდარტი მიეკუთვნება სინქრონული ინტერფეისების ოჯახს, მონაცემების გადაცემის, მომსახურების მოთხოვნის, წაშლის, განულების და ა. შ. ბრძანებები ხორციელდება 1 მკწმ-იან ციკლში.

თითოეულ სლოტს აქვს საკუთარი გეოგრაფიული მისამართი და მოდულის სხვა სლოტში მოთავსებისას უნდა შეიცვალოს ამ მოდულის გეოგრაფიული

მისამართი შესაბამის პროგრამებშიც.

მოდული უერთდება მაგისტრალს 86-კონტაქტიანი განმრთველის საშუალებით:

- გეოგრაფიული მისამართი - 1 კონტაქტი;
- მაგისტრალის დაკავება - 1 კონტაქტი;
- მოდულის შიდა მისამართი - 4 კონტაქტი;
- ფუნქციის კოდი - 5 კონტაქტი;
- მონაცემების კითხვა - 24 კონტაქტი;
- მონაცემების ჩაწერა - 24 კონტაქტი;
- ბრძანების მიღება/შესრულების დასტური - 2 კონტაქტი;
- წაშლა, განულება, ბლოკირება - 3 კონტაქტი;

- დანარჩენი კონტაქტები განკუთვნილია სხვადასხვა კვებისათვის $\pm 6V$, $\pm 12V$, $\pm 24V$, GND.

თითოეულ მოდულს შეიძლება ჰქონდეს 16 შიდა მისამართი და შეუძლია მიიღოს 32 შესაძლო ბრძანება, 4 წაკითხვის, 4 ჩაწერის, 4 მომსახურების მოთხოვნის მიღება-დამუშავების, 4 სპეციალური ფუნქცია. დანარჩენი 16 შესაძლო ბრძანება რეზერვირებულია და მომხმარებელმა შეიძლება საკუთარი სურვილის მიხედვით გამოიყენოს.

ამჟამად CAMAC ნელ-ნელა გამოდის ხმარებიდან, მას ანაცვლებს უფრო სწრაფი და გაცილებით მძლავრი სისტემები.

VME და VME-64. VME სტანდარტი მიეკუთვნება ასინქრონული ინტერფეისების ოჯახს. მონაცემების გაცვლის ციკლი არ არის ფიქსირებული და დამოკიდებულია რამდენად სწრაფად უპასუხებს მოდული კონტროლერის მიერ ინიცირებულ ციკლს. VME კრეიტში (სურ. 18-13) არ არსებობს გეოგრაფიული ადრესაცია, თითოეულ მოდულს აქვს საკუთარი მისამართი და არ არის დამოკიდებული მის მდებარეობაზე.

VME მაგისტრალზე მისამართის და მონაცემების 32-ბიტანი (VME-64-ის შემთხვევაში - 64 ბიტანი) ნაწილი მულტიფლექსირებულია, ეს იმას ნიშნავს, რომ შესაძლო მისამართების რაოდენობა 2^{32} -ს (VME-64-ის შემთხვევაში 2^{64}) ტოლია. კონტროლერი ჯერ მისამართის ინიცირებას ახდენს მაგისტრალზე, ამ მისამართის შესაბამისი მოდულისაგან მისამართის მიღების დასტურის შემთხვევაში, იგივე ნაწილზე ხდება მონაცემების გადაცემა/მიღება.

PCI (Personal Computer Interface). სტანდარტიზირებულია 1991 წლიდან. შეცვალა მანამდე არსებული ISA სტანდარტი. ძირითადად გამოიყენება



სურ.18-13: VME კრეიტი



სურ.18-14: PCI ინტერფეისი (ზემოთ) და PCI მოდული (ქვემოთ)

თანამედროვე კომპიუტერებში. მოგვიანებით შემოვიდა გაუმჯობესებული და უფრო სწრაფი მოდიფიკაციები - CompactPCI, PXI, PMC. თანდათან პარალელურ ინტერფეისს ცვლის სერიული ინტერფეისი PCIe.

PCI ძირითადი პარამეტრები:

- მონაცემების გაცვლა სინქრონულ რეჟიმში
- ტაქტის სიხშირე: დასაწყისში 33 MHz, მოგვიანებით - 66 MHz, (PCI-X: 100 და 133 MHz)
- ბაზის სიდიდე: დასაწყისში 32 ბიტი, მოგვიანებით - 64 ბიტი
- სიგნალის დონე: 5V (TTL), 3.3V (LVTTTL, LVDS)

- **სტანდარტული ბლოკები**

არსებობს უამრავი ტიპის სტანდარტული ფუნქციონალური ბლოკები, რომლებიც სხვადასხვა ამოცანებს ასრულებენ. მაგალითისათვის განვიხილოთ ორი მათგანი, რომლებიც ყველაზე გავრცელებული და ხშირად გამოყენებადია: ADC (Analog-to-Digital Converter) და TDC (Time-to-Digital Converter) მოდულები.

დეტექტორიდან მიღებული სიგნალის ამპლიტუდა გასაზომ ფიზიკურ სიდიდესთან პირდაპირ კავშირშია. მაგალითად, შეიძლება გვაძლევდეს საშუალებას მივიღოთ ინფორმაციები ნაწილაკის მიერ დატოვებულ ენერგიაზე, გამავალი ნაწილაკის მუხტის სიდიდეზე, პიქსელური ანოდიდან სიგნალების ამპლიტუდების პიქსელებში გადანაწილებით ნაწილაკის გავლის კოორდინატა ზუსტდება და ა.შ. ამგვარად, დამუშავების ეტაპამდე ამპლიტუდის შესახებ ინფორმაციის მიწოდება მნიშვნელოვანი ამოცანაა.

ADC (ანალოგ-ციფრული კონვერტორი) არის სტანდარტიზირებული ბლოკი, რომელიც დეტექტორიდან მიღებული სიგნალის სიდიდეს (ამპლიტუდას) ციფრული სახით წარმოგვიდგენს მისი შემდგომი ანალიზისათვის. ფაქტობრივად, ADC ერთგვარი ინტერფეისია დეტექტორსა და კომპიუტერს შორის.

სიგნალის ამპლიტუდის გაზომვისას აუცილებელია ვიცოდეთ შესაძლო მაქსიმალური ამპლიტუდის სიდიდე, ე. ი. მოდულის სკალა, გაზომვის სიზუსტე და სიხშირე.

ADC-ს მნიშვნელოვანი მახასიათებელია მისი ინტეგრალური და დიფერენციალური არაწრფივობები.

ინტეგრალური არაწრფივობა I_{int} წარმოადგენს რეალური გარდაქმნის ფუნქციის შედარებას (გადახრას) იდეალური, წრფივი დამოკიდებულებისაგან.

$$I_{int} (\%) = \frac{V_{nom} - V_{act}}{V_{max}} \cdot 100$$

სადაც $V_{nom} - V_{act}$ წრფივობიდან მაქსიმალური გადახრაა.

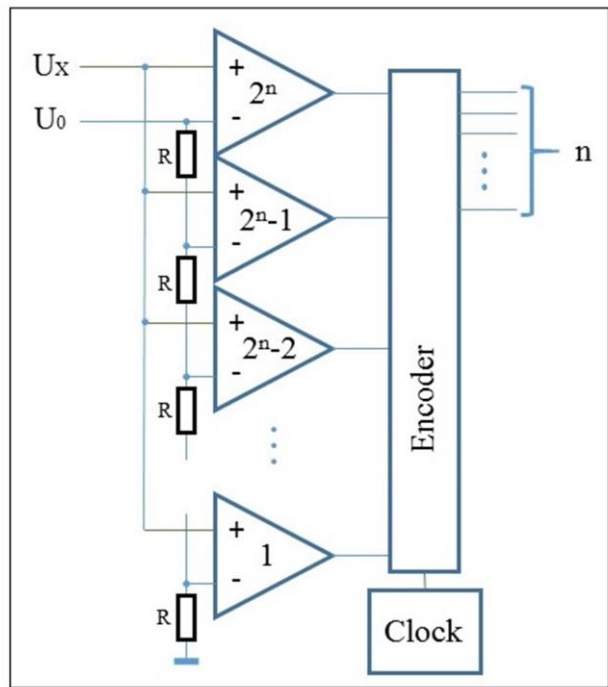
დიფერენციალური არაწრფივობა I_{dif} ახასიათებს ADC-ს არხების არაერთგვაროვნებას და განისაზღვრება, როგორც

$$I_{dif} (\%) = \frac{W_{max} - W_{min}}{2W_{avg}} \cdot 100$$

W_{max} , W_{min} და W_{avg} არხების მაქსიმალური, მინიმალური და საშუალო სიგანეებია შესაბამისად.

მაღალი ხარისხის კონვერტორებად ითვლება, როცა $I_{dif} \sim 1\%$ და $I_{int}, 0.05\%$, 12 თანრიგიანი გარდამქმნელებისათვის.

თანამედროვე ელექტრონიკის წარმოება უამრავი ტიპის ADC ბლოკებს გვათავაზობს, თუმცა დეტექტორული ექსპერიმენტებისათვის სულ რამდენიმე გამოიყენება. ე.წ. უილკინსონის (H.D. Wilkinson) ბლოკები მაღალი წრფივობის მახასიათებლებით გამოირჩევა, თუმცა მათ ასევე მაღალი აქვთ „მკვდარი“ დრო, რომელიც ამასთან ერთად დამოკიდებულია სიგნალის ამპლიტუდაზე. ამის გამო მაღალი ინტენსივობის ექსპერიმენტებში ისინი ვერ გამოდგება. თანრიგობრივი ADC (Successive approximation ADC) ფიქსირებული „მკვდარი“ დროით (~1 მკწმ) შეიძლება უფრო მოთხოვნადი იყოს, ოღონდ მათი წრფივობის მახასიათებლები ვილკინსონის ბლოკებზე ოდნავ უარესია.



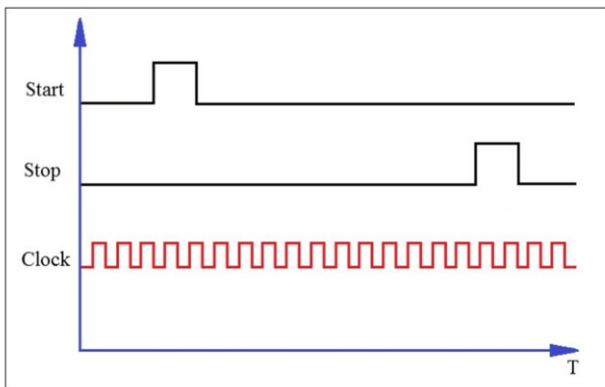
სურ.18-15: Flush-ADC სქემა

სწრაფი ADC მოდულების კლასს მიეკუთვნება ე. წ. პარალელური, Flush-ADC (სურ.18-15). იგი შეიცავს 2^k რაოდენობის პარალელურად ჩართულ კომპარატორს (k თანრიგების რაოდენობა).

მაგალითად, 10-ბიტანი Flush-ADC შეიცავს $2^{10}=1024$ კომპარატორს (შემდარებელს). ამ მოდულის სკალა U_0 -ის ტოლია, ხოლო მისი გაზომვის სიზუსტე ერთ დანაყოფს უდრის. U_0 გაყოფილია 1024 ნაწილად და გადანაწილებულია კომპარატორების ერთ შესავალზე ზრდის მიხედვით. კომპარატორის მეორე შესავალზე მიდის გასაზომი ძაბვა U_x და ხდება შედარება U_0 -ის შესაბამის ნაწილთან. მიღებული შედეგი გარდაიქმნება ორობით კოდად.

მოდულის სიხშირე განისაზღვრება Clock-ის სიდიდით. თანამედროვე მაღალი სისწრაფის აპარატურაში, მაგალითად, თანამედროვე ციფრულ ოსცილოსკოპებში, Flush-ADC-ის სიხშირე 5-10 გიგაჰერცს აღწევს.

TDC მოდულის ფუნქციაა ორ სიგნალს შორის მოქცეული დროითი ინტერვალის ციფრულად წარმოდგენა. ეს მოდული პირველ რიგში დრეიფულ, TPC კამერებში ელექტრონ-ფოტონური ღვარის ანოდური ელექტროდისაკენ დრეიფის დროის განსაზღვრისათვის არის მოთხოვნადი. სურ.18-16-ზე



სურ.18-16: TDC მოდულის სქემა

ნაჩვენებია მარტივი TDC მოდულის სქემა. მოდულის მუშაობის პრინციპი საკმაოდ მარტივია, ის ითვლის Start და Stop სიგნალებს შორის Clock გენერატორის პერიოდებს. TDC-ს გაზომვის სიზუსტე გენერატორის ერთი პერიოდის რიგისაა, ხოლო მაქსიმალური გაზომვის დრო - მთვლელის ტევადობის.

ამ ტიპის TDC-ს სიზუსტე შეზღუდულია გენერატორის სიხშირით და მთვლელის სისწრაფით. TDC მოდულის სიზუსტის ასამაღლებლად გამოიყენება გაზომვის არაპირდაპირი მეთოდები. მაგალითად, არსებობს სისტემები, სადაც Start და Stop სიგნალებს შორის ხდება დიდი სიზუსტის ძაბვის გენერატორის საშუალებით წრფივად ზრდადი სიგნალის გენერირება, რომელიც შემდგომში იზომება ADC-ს საშუალებით. ასეთი მეთოდებით TDC-ს სიზუსტე შეიძლება 10 პიკო-წამამდე გაიზარდოს. თავის მხრივ ამ მაჩვენებლის მაღალი სიზუსტე დრეიფის დროის განსაზღვრისას გვადლევს ნაწილაკის მიერ დეტექტორის გადაკვეთის კოორდინატის მაღალი სიზუსტით დადგენის შესაძლებლობას, რაც ექსპერიმენტული დანადგარის ერთ-ერთი ძირითადი ამოცანაა.

19. დეტექტორების სამუშაო პერიფერია

უკვე განხილული გვაქვს დღეისათვის არსებული ძირითადი დეტექტორების მუშაობის პრინციპები, როგორაა ისინი მოწყობილი შიგნით და როგორ გვაძლევენ ინფორმაციას. „შიშველი“ კამერა თუ მთვლელი რეალურად ჯერ კიდევ არაა დეტექტორი. მის მუშა რეჟიმში შეყვანას, გამჭოლი ნაწილაკის შესახებ საჭირო ინფორმაციის მიღებას სჭირდება სხვადასხვა სახის პერიფერიული აპარატურა და სისტემები. ამას გარდა, მიღებული სიგნალი ფიზიკური ანალიზის პროცესამდე კიდევ დამუშავების მრავალ ეტაპს გაივლის, რომლისთვისაც იგი გარკვეულ მომზადებას საჭიროებს. სურ.19-1-ზე მოცემულია დეტექტორის პერიფერიის ზოგადი სქემა, რომლის შესახებ გვექნება საუბარი ამ სექციაში.



სურ.19-1: დეტექტორის პერიფერიის ზოგადი სქემა

თანამედროვე დეტექტორების მუშაობის აუცილებელი ელემენტია მაღალი ძაბვის (HV) კვების სისტემა, რომელიც კამერაში, მთვლელში სამუშაო რეჟიმების შექმნაში, ან სიგნალის მიღებაში მონაწილეობს. სიტყვა „მაღალი“ ყოველთვის არ ასახავს ძაბვის ნომინალურ მნიშვნელობას - ეს უფრო განსასხვავებლადაა მეორე, ე.წ. „დაბალი“ ძაბვის (LV) სისტემისაგან, რომელიც წინაგამამლიერებლების (i) კვებას ემსახურება და გამოირჩევა დაბალი ნომინალური ძაბვებითა და დიდი დენის ხარჯვით. სცინტილატორულ, კალორიმეტრიულ, ჩერენკოვის დეტექტორებში სამუშაო რეჟიმისთვის არაა მაღალი ძაბვა საჭირო, მაგრამ იგი შემდგომ ეტაპზე - ინტერფეისული ფოტოსენსორების (ფოტოგამამრავლებელი მილაკები, ფოტოდოდები) კვებისთვისაა საჭირო. გაზური განმუხტვის დეტექტორების აუცილებელი პერიფერიული ელემენტია გაზური კვების სიტემა, რომელიც კამერის მოცულობაში სამუშაო ნარევის მომზადებას, შეყვანას და გამოყვანას, საჭირო წნევის შენარჩუნების, ასევე მისი განახლების სისტემებს აერთიანებს. სამუშაო უბანზე დეტექტორის ტემპერატურული რეჟიმის კონტროლისა და რეგულირების საკითხი აუცილებლად გასათვალისწინებელია. ყოველი დეტექტორი, იმყოფება რა სხვა დეტექტორების გარემოცვაში, მათთან გეომეტრიული კავშირის დასამყარებლად და საკუთარი გეომეტრიის საკონტროლოდ აღჭურვილია რეპერული და მონიტორინგის სისტემებით, რომლიდანაც მიღებული ინფორმაციები ითვალისწინება მიღებული მონაცემების დამუშავების პროცესში. ხანგრძლივი მუშაობისას დეტექტორები ექვემდებარებიან პერიოდული ყალიბრების პროცესების აუცილებლობას - ეს არის ერთგვარი კონტროლი სამუშაო რეჟიმების, სხვადასხვა სისტემების ერთმანეთთან შეთანხმებული მოქმედებისა. მაგალითად, TPC კამერებში ლაზერული სხივებით

ხდება ტრეკების იმიტირება, სცინტილატორულ მთვლელებს, კალორიმეტრის კრისტალებს სპეციალური შუქგამტარით ასხივებენ პერიოდულად, რათა მოხდეს საკონტროლო ჩაწერები შუქგამტარობის ხარისხის შესამოწმებლად. მავთულოვანი კამერების წინაგამაძლიერებლებს ტესტ-სიგნალის იმიტაციის არხი აქვთ ელექტრონული არხების გადასამოწმებლად და ა.შ.

დეტექტორის მნიშვნელოვანი ნაწილია მიმღები ელექტრონიკა, რომლის პირველი ელემენტი - ინტერფეისული წინაგამაძლიერებელი უშუალოდ დეტექტორზე მაგრდება და სიგნალის პირველად ანალიზს და ფორმირებას ახდენს.

დეტექტორის მუშაობის დროს საჭირო ხდება პროცესის „ნელი კონტროლი“ დარეგისტრირებული ურთიერთქმედებების შემთხვევითი გადარჩევის საფუძველზე. ეს არაა ფიზიკური შედეგების კონტროლი. ამ დროს ხდება შუალედური მახასიათებლების (დიაგრამები, გრაფიკები) საშუალებით სხვადასხვა დეტექტორების როგორც საკუთარი მუშაობის, ასევე მათი ერთმანეთთან შეთანხმებული მუშაობის შემოწმება.

ქვემოთ სწორედ ამ ტიპის პერიფერიაზე იქნება საუბარი.

• **დეტექტორების გაზომომარაგება**

თანამედროვე, მოქმედი დეტექტორებიდან სამუშაო მოცულობის გაზით შევსება ჩერენკოვის მთვლელებში და გაზური განმუხტვის მავთულოვან, ასევე მიკროსტრუქტურულ კამერებსა და მთვლელებშია საჭირო. სამუშაო რეჟიმის უზრუნველსაყოფად დეტექტორში განსაზღვრული შემადგენლობის, წნევისა და ტემპერატურის გაზური ნარევი უნდა იყოს. გაზური ნარევის სტაბილურობაზეა დამოკიდებული არჩეული რეჟიმის გამართულად მუშაობა, მიღებული ანათვლების საიმედოობა.

დეტექტორების გაზური მომარაგების სისტემა შეიძლება რამდენიმე უბნად დაიყოს: გაზების საწყობი, გაზების შემრევი პულტი, დეტექტორში მიწოდება-გამოყვანის სისტემა.

ლაბორატორიის სხვადასხვა გაზებით მომარაგება ხდება მაღალწნევიანი ბალონების საშუალებით ან თხევადი გაზის ტანკ-რეზერვუარებიდან. სტანდარტული გაზის ბალონები 40-60 ლიტრიანი რკინის ცილინდრული მოცულობებია, აღჭურვილი გამოძევანი ონკანით. მიღებულია საერთაშორისო სტანდარტი, რომლის მიხედვითაც ყოველ გაზს ბალონის გარკვეული ფერი შეესაბამება. აალებადი გაზები, როგორც წესი, წითელი ფერის ბალონებშია, მათი გამოძევანი ონკანის სარედუქტორო ხრახნულა „მარცხენა“ - განსხვავება უსაფრთხოების მიზნითაა დაკანონებული, რათა შეცდომით არ მოხდეს აალებადი გაზის არამიზნობრივი მოხმარება. ამ გაზების წნევის რედუქტორებიც,



სურ.19-2: გაზის ბალონების საცავი ზონა და ჯიხური

შესაბამისად, „მარცხენა“ ხრახნულათია აღჭურვილი.

გაზი ბალონში 150-200 ატმ. წნევითაა ჩატუმბული. ბალონში გაზის სისუფთავეს მწარმოებელი უზრუნველყოფს. შესაძლებელია ერთი გაზი რამდენიმე სისუფთავის კლასით იყოს მოწოდებული. მაგალითად, არგონი (Ar) არსებობს „სუფთა“ და „ზესუფთა“. დეტექტორები მგრძნობიარენი არიან უცხო მინარევებისადმი, ამიტომ

მომწოდებლის საიმედოობა მნიშვნელოვანია. ზოგიერთი გაზი შეიძლება ბალონით მოწოდებული იქნას თხევადი ფორმით, როცა ეს აგრეგატული მდგომარეობა არ ითხოვს დაბალტემპერატურული სტაბილურობის აუცილებლობას. მაგალითად, იზობუთანი საწყობებში ამგვარად ინახება. იგი ბალონშივე გადადის გაზურ მდგომარეობაში, ხოლო როცა ვუერთებთ ამ ბალონს გაზურ სისტემას, არხში 4-5 ატმ წნევით გაზური ფრაქცია ბალონის ზედა ნაწილიდან გამოედინება. ეს ბალონი სამუშაო მდგომარეობაში აუცილებლად ვერტიკალურად უნდა იყოს დაფიქსირებული, რათა არ მოხდეს თხევადი ფრაქციის გადმოდინება. დიდი მოხმარების შემთხვევაში აზოტი, არგონი სპეციალური ტანკ-რეზერვუარებითაც მოიწოდება, თხევადი სახით. ძირითადი ჭურჭლის მოცულობა ამ დროს თერმოიზოლირებულია. თუ ეს გაზები



სურ.19-3: ავტომატიზირებული გაზური პულტი (KLOE, INFN, 2013)

ნორმალური ტემპერატურის გვჭირდება, მილსადენს გამათბობელით აღჭურვილი მონაკვეთი დასჭირდება.

გაზის ბალონების შესანახად ძირითადი შენობის გარეთ იდგმება სპეციალური ჯიხურები (ესეც ტექნიკური უსაფრთხოების მოთხოვნაა). აალებადი გაზები აუცილებლად დახურულ ჯიხურში უნდა ინახებოდეს, დანარჩენები კი შესაძლებელია გარეთაც დაიდგას (სურ.19-2). აუცილებელია ბალონის დაფიქსირება კედელში ჩამაგრებული ქამრით ან ჯაჭვით. გადაადგილება ხორციელდება სპეციალური ურიკით. როცა შენდება დეტექტორების საწარმოო ან ტესტირების უბნები, საჭიროა გაზგამტარი მაგისტრალების გაყვანა. მილები, როგორც წესი, უჟანგავი ფოლადისგან კეთდება. მაგისტრალი დაცული უნდა იყოს მექანიკური დაზიანებისაგან და შემოწმებული გაჟონვაზე.

სამუშაო დარბაზში მოწოდებული გაზი დეტექტორამდე უკვე რბილი

მილებით მიეწოდება. ყველანაირი მილი ამ საქმისთვის ვერ გამოდგება. აქ უნდა იქნას გათვალისწინებული წნევაზე მედეგობა, ასევე მილის კედლის ჰიგროსკოპიულობა - მასალა შეიძლება ტენიანობის მშთანთქმელი იყოს.

თანამედროვე გაზური პულტის ასაწყობად მრავალნაირი აპარატურა არსებობს. ისინი უზრუნველყოფენ საჭირო ოდენობის ნარევის მომზადებას. არხების გაღება-ჩაკეტვა ელექტროკლაპანების საშუალებით ხდება. როცა მზადდება პულტი,

სასურველია ის იყოს გათვლილი 4-5 გაზიან ნარევეზე მაინც, რადგან ლაბორატორიული გაზური პულტი სხვადასხვა ამოცანისთვის შეიძლება იყოს მოთხოვნილი. გაზური ელექტროკლაპანები (MFM – Mass Flow Meter) მწარმოებლის მიერ ყალიბრდება კონკრეტულ გაზზე. სასურველია, რომ



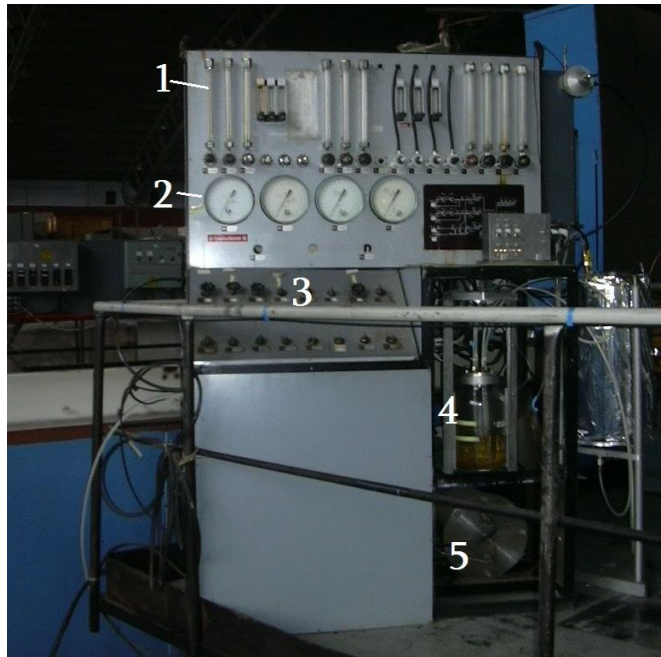
სურ.19-4: გაზის ნაკადის MFM-ელექტროკლაპანები

ლაბორატორიაში იყოს მათი არჩევის შესაძლებლობა. აპარატურის შემენის დროს გასათვალისწინებელია როგორც გაზის ტიპი, რომელზეც მოცემული კლასანი იქნება გაწყობილი, ასევე წარმადობა - რა სიმძლავრის ნაკადზეა გათვლილი ეს ბლოკი. გაზის თითოეულ არხში თავსდება ერთი შესაბამისი MFM ბლოკი, ხოლო ეს ცალკეული ბლოკები უერთდება საერთო ბლოკ-კონტროლერს, რომელშიც ოპერატორის მიერ ფიქსირდება სასურველი გაზების ნარევი - თითოეული გაზის პროცენტული ოდენობა საერთო ნარევიში. ამის შემდეგ ბლოკ-კონტროლერი იცავს დეტექტორისკენ არხში შემვებულ გაზებს შორის თანაფარდობას, ხოლო საერთო ნაკადის რაოდენობა ჩვენ უკვე შეგვიძლია ვმართოთ ბლოკიდან ან კომპიუტერიდან. სურ.19-3-ზე მოცემულია ამგვარი ლაბორატორიული გაზური პულტის ფოტოგრაფია, ხოლო სურ.19-4 წარმოგიდგენს MFM ბლოკების ნაკრებს.

ზოგიერთი გაზური განმუხტვის რეჟიმი მოითხოვს ორგანული დანამატების არსებობას გაზურ ნარევიში. მაგალითად, თვითმქრობადი სტრიმერული რეჟიმისათვის სპირტის, მეთილალის, იზოპროპილის სპირტის ორთქლის შემვებაა საჭირო. ამგვარი ნარევის მისაღებად რამდენიმე დამატებითი ოპერაცია ტარდება. ორთქლი მიიღება ბარბოტაჟის მეთოდით: სითხეში სხვა



სურ.19-6: გაზის ნაკადის ტივტივა-კაპილარებიანი რეგულატორები



სურ.19-5: არავტომატიზირებული გაზური პულტი (1990 წ). 1 - ტივტივა-კაპილარული ნაკადომომები, 2-მანომეტრები, 3-გაზური ონკანები, 4-საბარბოტაჟო ქილა ორგანული სითხით, 5-შემრევი მოცულობა [19-1, 20-20].

გაზის, მაგალითად არგონის გატარებით. ბუმტულები, რომელთაც არგონი წარმოქმნის სითხეში, სანამ ზედაპირამდე ამოტივტივდებიან, სითხიდან წარიტაცებენ ნაჯერ ორთქლს, რომელიც შემდეგ არგონთან ერთად გადადის გაზის შემრევ მოცულობაში. საჭირო რაოდენობის ორთქლის ასაღებად პირველ რიგში სითხიანი ჭურჭელი უნდა მოთავსდეს სტაბილური ტემპერატურის გარემოში. ამ ტემპერატურაზე მოცემული სითხის ნაჯერი ორთქლის წნევა უნდა მოიძებნოს სპეციალურ ლიტერატურაში და არგონის ნაკადის რეგულირებით (თუ მცირე

დანამატი გვინდა, შეიძლება არგონის არხი ცალკე განშტოვდეს) სითხიდან მივიღებთ საჭირო რაოდენობის ორგანული დანამატის ორთქლს.

ნაჯერი ორთქლის წნევა ტემპერატურის პროპორციულია, თუ ტემპერატურის მკაცრად ფიქსირება გართულებულია, მისი ცვლილების დიაპაზონში დეტექტორის ეფექტურობა განმუხტვის რეჟიმის პლატოზე უნდა დარჩეს, წინააღმდეგ შემთხვევაში დეტექტორი რეჟიმიდან გამოვა და ფუნქციას დაკარგავს.

თუ ორგანულ სითხიან ქილაში გავუშვებთ V_{Ar} მოცულობის არგონს, იგი ნაჯერი ორთქლის სახით წარიტაცებს V_{org} მოცულობის ორთქლს, რომლის პარციალური წნევა დამოკიდებულია T ტემპერატურაზე:

$$P_{org}^{par} = \frac{m \cdot R}{M \cdot V_{org}} \cdot T \quad \{19-1\}$$

აქ m ორგანული ნაერთის მოლური მასაა (გ/მოლი), M - ამ V_{org} (მ³) მოცულობაში მოხვედრილი მასა (გ), R = 8.314 ჯ/(მოლი·K⁰)

გარე ატმოსფერული P_{atm} წნევის პირობებში, სითხიდან წამოსული ორთქლის წილი შემვებული V_{Ar} არგონით მიღებულ მოცულობაში

$$\frac{V_{org}}{V_{org} + V_{Ar}} = \frac{P_{org}^{par}}{P_{atm}} \quad \{19-2\}$$

ამ ტოლობიდან მარტივად გამოითვლება მიღებული ორთქლის მოცულობა სითხეში გაშვებული არგონის ნაკადთან მიმართებაში.

$$V_{org} = V_{Ar} \cdot \frac{P_{org}^{par}}{P_{atm} - P_{org}^{par}} \quad \{19-3\}$$

ნაჯერი ორთქლის მისაღებად საჭიროა სითხიან ქილაში ჩაშვებული მილიდან გაზი გამოედინებოდეს მრავალი წვრილი ნახვრეტიდან - მცირე ზომის ბუშტულებში ორთქლი მოასწრებს ნაჯერობის მდგომარეობამდე მისვლას, სანამ ზედაპირზე ამოტივტივდება.

მარტივი სტენდი შეიძლება ძვირადღირებული აპარატურის გარეშე აეწყოს. ამ დროს გაზების ნაკადის რეგულირებისთვის ტივტივიანი კაპილარული ნაკადმზომები გამოიყენება, კონუსური ჩამკეტი ონკანებით - კონუსური ფორმა ნაკადის მდორე რეგულირებას ახდენს. კაპილარში გასული გაზის რაოდენობა პროპორციულია კაპილარის ბოლოებზე წნევათა სხვაობის ΔP . დიაპაზონი შეგვიძლია ავარჩიოთ კაპილარის ზომების მიხედვით:

$$Q \sim \frac{d^4}{L} \cdot \Delta P \quad \{19-4\}$$

აქ d კაპილარის დიამეტრია, L კი სიგრძე. კაპილარი ნაკადმზომ ხელსაწყოში მაგრდება გაზის გზაზე. იგი ნაკადის სიდიდეს არეგულირებს. კაპილარის შეცვლით ნაკადმზომი სხვა გაზზე ან ნაკადის სხვა ინტენსივობაზე შეიძლება გადავიყვანოთ.

სურ.19-5-ზე ამგვარი გაზური პულტია აღბეჭდილი, რომელიც VES-ექსპერიმენტულ დანადგარზე [15-11] დრეიფული კამერების გაზურ უზრუნველყოფას ანხორციელებდა გასული საუკუნის 90-იან წლებში.

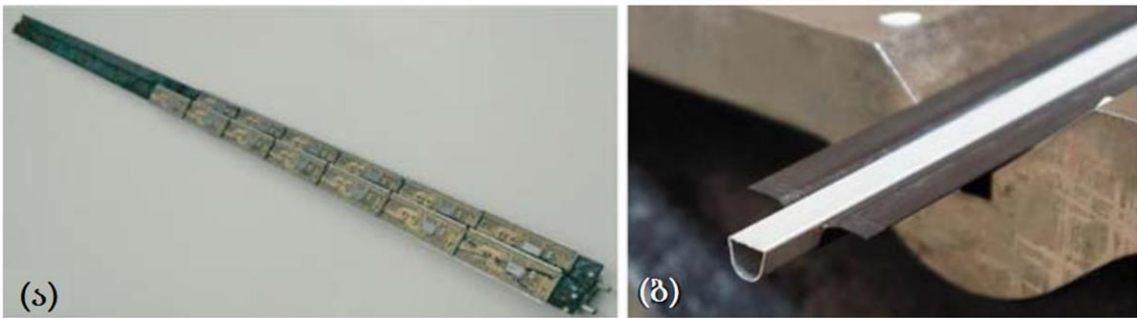
ჩერენკოვის მთვლელობაში რადიატორი გაზი ცვლა-განახლებას არ საჭიროებს, აქ მხოლოდ წნევის მაღალი სტაბილურობაა მოთხოვნილი. გაზური განმუხტვის რეჟიმისათვის კი განახლება არსებითია. დეტექტორის დიზაინერის ამოცანაა აქტიური სამუშაო მოცულობის სრულყოფილად განიავებისათვის გაზის შემშვები და გამომშვები წერტილები ისე განათავსოს, რომ მოხდეს სრული ვენტილაცია, თუნდაც დაბალი ნაკადის შემთხვევაში. ამ დროს კამერის მოცულობის ჰერმეტიკულად დახურვის საკითხი ხდება აქტუალური. თუ გაზის გაჟონვას აქვს ადგილი, შესაძლოა, რომ დეტექტორის რომელიმე აქტიური უბანი გაზის განახლების გარეშე დარჩეს და რეჟიმი დაირღვევას. გაზის გამოსავალი წერტილის ღიად დატოვებაც დაუშვებელია, რადგან აუცილებლად ადგილი ექნება არასასურველი გაზების დიფუზიას კამერის სამუშაო მოცულობაში, თუნდაც გაზის გამავალი ნაკადი ჩართული იყოს. ამ უკუდიფუზიის გამოსარიცხად კამერის გამოსავალზე მაგრდება გაზგამომყვანი გრძელი მილი, რომელიც ან მოშორებით, ღია ატმოსფეროში უშვებს ნახმარ გაზს ვაკუუმურ-ზეთიანი ჩამკეტის გავლით, ან აბრუნებს რეგენერაციის სისტემაში. აქტიური ზონიდან ნახმარი გაზის მოცილება აუცილებელია აალებადი გაზების გამოყენების დროს.

• **თერმოსტაბილიზაცია და ვენტილაცია**

ელემენტარული ნაწილაკების ურთიერთქმედების შესასწავლად შექმნილი ექსპერიმენტული დანადგარები ორ ძირითად ტიპად იყოფა - ფიქსირებულ სამიზნიანი ექსპერიმენტი და კოლაიდერული, ანუ ნაწილაკთა შემხვედრ კონებზე. დეტექტორების განთავსების მხრივ, პირველი მათგანში აპარატურა ეწყობა დამცემი კონის მიმართულების წინა კონუსში - საითაც ძირითადად მიმართულია დაბადებულ მეორად ნაწილაკთა ტრეკები. კოლაიდერულ დანადგარებში მარეგისტრირებელი აპარატურა ურთიერთქმედების წერტილის გარშემო განთავსებული და მაქსიმალურად „იხურება“ სივრცე, რათა რომელიმე მეორადი ნაწილაკი არ „გამვრეს“ რეგისტრაციის გარეშე.

დანადგარების ეს ორნაირი კონცეფცია ტექნოლოგიური თვალსაზრისით დიდ განსხვავებაში გადადის. ფიქსირებულ სამიზნიან დანადგარებში ერთგვარი სივრცული სიხალვათეა, კოლაიდერული კი უფრო დახურულია - დეტექტორები ერთმანეთს ისე ფარავენ, რომ შიდა შრეებთან უკვე შეუძლებელია მოხვედრა.

ეს გარემოება განაპირობებს დეტექტორების დიზაინერულ განსხვავებებს. ამას გარდა ჩნდება ნიუანსი, რომელიც დიზაინის ეტაპზე არ უნდა იყოს უგულებელყოფილი - ეს არის დანადგარში აპარატურისაგან გამოყოფილი სითბური ენერჯის პრობლემა. ზემოთ ხაზგასმული სივრცულ-კონსტრუქციული განსხვავებები მიუთითებს, რომ ეს პრობლემა უფრო მწვავედ კოლაიდერული ექსპერიმენტების დანადგარებშია აქტუალური, რადგან იქ ურთიერთქმედებების წვეროს სრულად გადაფარვისაკენ მისწრაფება სივრცის ფიზიკურ დახურვას იწვევს, ეს კი შიდა ტემპერატურის ზრდასთანაა კავშირში. დეტექტორები მაღალი დონის სიფაქიზის ინსტრუმენტებია, მათი სამუშაო რეჟიმები ტემპერატურული ცვალებადობის მიმართ მგრძობიარენი არიან, ამას გარდა, მასალები, რომლებიც გამოყენებულია კონსტრუირებისას, მაღალ ტემპერატურაზე შესაძლოა დაზიანდნენ. თერმული გაფართოებაც საკმაოდ საშიში მოვლენაა როგორც კოორდინატული სიზუსტის დარღვევის მხრივ, ასევე მექანიკური დაზიანების მიღების თვალსაზრისითაც.

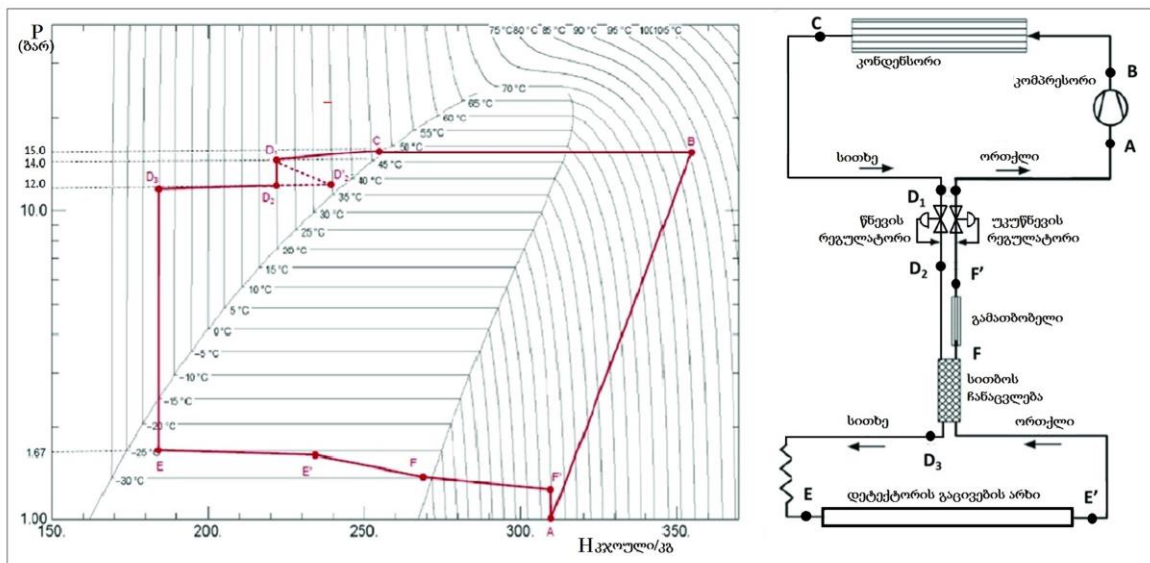


სურ.19-7: „ატლას“-ის პიქსელური დეტექტორის ელემენტი, დამაგრებული 80 სმ სივრცის გამაცივებელ ღარზე (ა); 200 მკმ სისქის კედლიანი ალუმინის გამაცივებელი ღარი-მილაკი დეტექტორულ ელემენტზე მიწებების წინ (ბ) [19-1].

როგორც ვხედავთ, დანადგარის დეტექტორების თერმოსტაბილიზაციის საკითხი საკმაოდ მნიშვნელოვანია. აუცილებელია წინასწარი გათვლა, თუ რა სითბოსა და ტემპერატურებთან გვექნება საქმე. ცალკეული დეტექტორის

კონსტრუირებისას აუცილებელია ამ მონაცემების გათვალისწინება როგორც სამუშაო რეჟიმის, ასევე მექანიკური კონსტრუქციის დაპროექტებისას. გათვალისწინება კი ნიშნავს ვენტილაციისა და გაცივების სისტემის ჩართვას დეტექტორის კონსტრუქციაში, როცა ამის აუცილებლობაა წამოჭრილი.

გათვლების დასაწყისშივე უნდა დავადგინოთ, თუ რა არის სითბოს წყარო და რა სიმძლავრეებთან გვექნება საქმე. ამას გარდა, მზა დეტექტორი დანადგარში ინსტალირების დროს უნდა იყოს ტემპერატურული სენსორების ქსელში მოქცეული - ინფორმაცია საჭიროა როგორც გაცივების სისტემის რეგულაციისათვის, ასევე სამუშაო რეჟიმის სტაბილურობაზე დასამზერად.



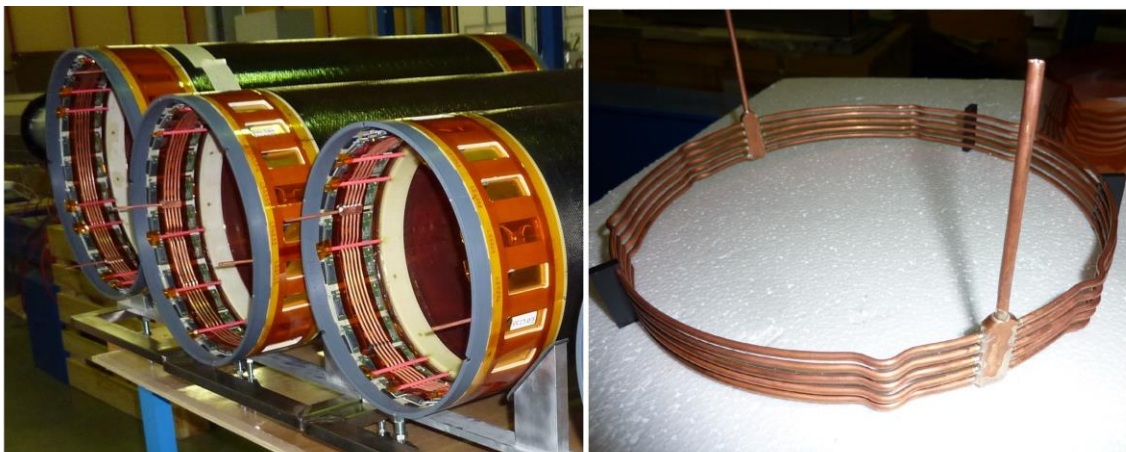
სურ.19-8. აორთქლებაზე მომუშავე გაცივების სისტემის თერმოდინამიკური ციკლი და სისტემის ელემენტების სქემა - „ატლას“ ექსპერიმენტის შიდა დეტექტორისათვის

ექსპერიმენტის ამოცანიდან გამომდინარე, ნაწილაკები, ახდენენ რა ურთიერთქმედებას, ენერგიას ფაქტობრივად ტოვებენ დანადგარის მოცულობაში. დიდი ადრონული კოლაიდერისათვის, რომლის ნომინალური ნათება $\sigma \sim 10^{34}$ რიგისაა, პროტონ-პროტონული ურთიერთქმედების სრული კვეთა $\sigma_{tot}(pp) \approx 95$ მილიბარნია $\sqrt{s} = 7$ ტეე ენერგიაზე, ასე რომ დაჯახებების შედეგად დანადგარში წუთში ~ 1000 ჯოული ენერგია შემოდის მარტო ნაწილაკთა კონიდან. ეს ღია დანადგარისთვის იმდენად მნიშვნელოვანი არ არის, რადგან ნაწილაკები დიდ სივრცეში ტოვებენ ამ ენერგიას და ბუნებრივი ან ექსპერიმენტული დარბაზის ვენტილაცია საკმარისია სითბოს გამოსატანად, მაგრამ დახურულ სივრცეში ტემპერატურის მატება მარტო ამ კომპონენტითაც საკმარისი იქნებოდა. მთავარი სითბოს გამომყოფი წყარო კი მაინც ელექტრონიკაა, რომელიც დეტექტორებს უშუალოდ ეკვრის და მაღალი დენის მომხმარებელია.

გაცივების სისტემების არსებული ტექნოლოგიების გაცნობის მიზნით გადავიდეთ კონკრეტულ მაგალითებზე.

„ატლას“-დანადგარის ურთიერთქმედების წვეროს გარშემო სილიკონური მიკროსტრიპული დეტექტორები მაღალი რადიაციის პირობებში უნდა მუშაობდეს -7°C -ზე ან უფრო დაბალ ტემპერატურაზე, პიქსელურ დეტექტორებს

–10°C ÷ 0°C სჭირდებათ, რადიაციის გამო მასალის დაზიანებისგან დასაცავად კიდევ მეტი გაცივებაა საჭირო. შიდა დეტექტორში აორთქლების პრინციპზე მომუშავე გაცივების სისტემა სწორედ ამ მიზნითაა შექმნილი. $t_0 \pm 1^0$ ტემპერატურული სიზუსტის დაცვა საჭირო 62.4 კვტ სითბური ენერჯის გამოტანის პროცესში, რომელიც ინტერფეისული ელექტრონიკისაგან გამოიყოფა. გამაცივებელი სითხე თავად უნდა იყოს რადიაციისადმი მდგრადი, ამასთან დიელექტრიკული თვისებაც მოეთხოვება. მეთოდური კვლევების შედეგად არჩეული იქნა ოქტაფლუოროპროპანი (C_3F_8), რომელიც აღნიშნული თვისებების გარდა, არატოქსიკურია, არ იწვევს კოროზიას და ატმოსფეროს ოზონური შრის მიმართაც უსაფრთხოა. მომუშავე დეტექტორის ტემპერატურის –15°C-მდე დასაწევად სითხის აორთქლების ტემპერატურა –25°C უნდა იყოს. ეს განსხვავება სხვადასხვა მექანიკური სისტემების თერმული წინააღმდეგობების დასაძლევადაა ჩადებული. დამატებითი მოთხოვნა გამაცივებელი სითხის მიმყვან არხებზეცაა - მათი რადიაციული მედეგობის გარდა ნივთიერების სიმცირეც მოითხოვება, შესასწავლ ურთიერთქმედებაში დაბადებულ ნაწილაკთა მეორადი ურთიერთქმედების პროცესების ალბათობის შესამცირებლად.



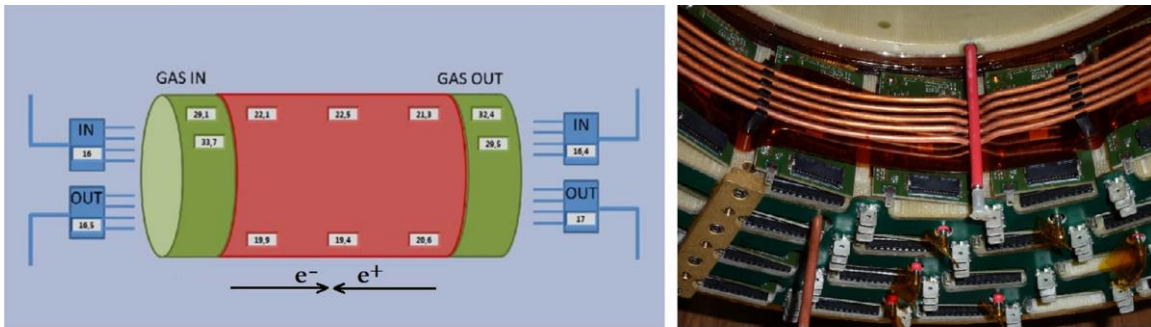
სურ.19-9: KLOE-დანადგარის ცილინდრული GEM-კამერის ცალკეული შრეები და გაცივების სისტემის სპილენძის მილაკ-რგოლები

გაცივების სისტემა ჩვეულებრივი შეკუმშვა-კონდენსირებისა და გაფართოვება-აორთქლების პრინციპზე მუშაობს, როგორც ეს სამრეწველო სისტემებშია. ექსპერიმენტული დანადგარის დეტექტორულ ნაწილში, სადაც გაცივების სისტემის აუცილებლობა მოითხოვება, სპეციალურ მილაკ-არხებში მოძრაობს გამაცივებელი სითხე, რომელიც წარიტაცებს სითბურ ენერჯის და გამოიტანს მას კომპრესორული წრედის დახმარებით „ცხელი“ ზონიდან. ეს სითხე ტექნოლოგიური გაცივების შემდეგ უბრუნდება წრედს შემდგომი ცირკულაციისათვის.

სურ.19-8-ზე მოცემულია გაცივების სისტემის მუშაობის სქემა. წარწერები სქემაზე საერთო სისტემაში სხვადასხვა უბნების ფუნქციებს მიუთითებენ. მთავარი ელემენტია აქ EE` მონაკვეთი, რომელიც დეტექტორის აქტიურ ნაწილშია და კაპილარულ არხებში გამავალი გაცივებული სითხე ამ უბნიდან უკვე ორთქლის სახით უბრუნდება ცირკულაციის წრედს [19-2]. სისტემის მუშაობას

მძლავრი კომპრესორული დანადგარები უზრუნველყოფენ, რომლებიც ექსპერიმენტული შახტის გარე დარბაზშია განთავსებული.

მოყვანილ მაგალითში სისტემის სირთულე ამოცანის მაღალ აქტუალობაზე მიუთითებს. დიდი ადრონული კოლაიდერის პროტონების ურთიერთქმედების წერტილები როგორც დეტექტორებისათვის, ასევე მათი მასალებისათვის რადიაციის მხრივ ექსტრემალური პირობებია და შესაბამისად, მაღალი სირთულის სამუშაოების ჩატარება გახდა საჭირო.



სურ.19-10: თერმული სენსორების განლაგების სქემა ცილინდრულ GEM კამერაზე (მარცხნივ); გამაცივებელი სპილენძის რგოლების განლაგება წინაგამაძლიერებელი ელექტრონიკის უშუალო სიახლოვეს (მარჯვნივ).

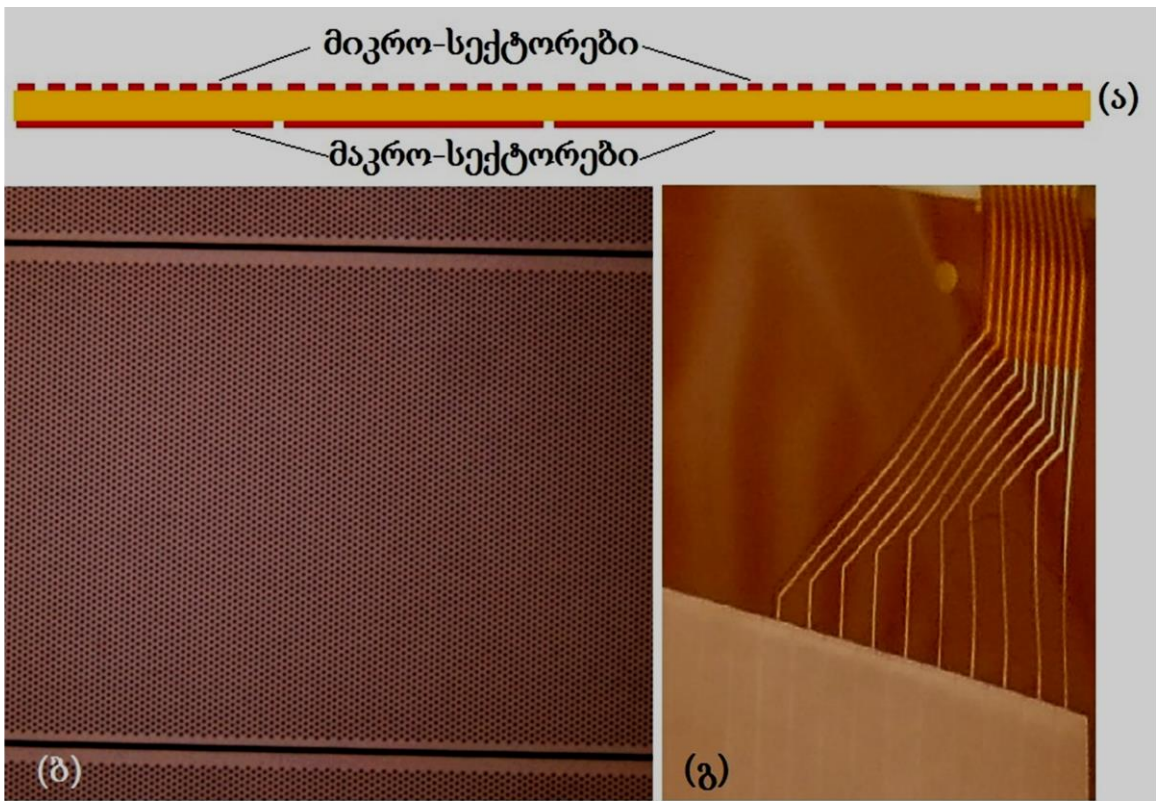
ქ.ფრასკატის (LNF, INFN, იტალია) e^+e^- კოლაიდერი ნაკლები სიმძლავრისაა, ამიტომაც აქ მიმდინარე KLOE2 ექსპერიმენტში შიდა დეტექტორის ინტერფეისული ელექტრონიკის თერმორეგულაციის საკითხი მარტივადაა გადაწყვეტილი - ცილინდრული GEM-კამერის ელექტრონიკის ბლოკებთან განთავსებულია სპილენძის მილაკებისაგან შეკრული რგოლები, რომლებშიც დისტილირებული წყალი ცირკულირებს დანადგარის გარეთ განთავსებული სპეციალური კომპრესორული სისტემის საშუალებით [სურ.19-9,10]. ეს კამერა უშუალოდ ურთიერთქმედების წვეროს გარშემოა მოთავსებული, აღჭურვილია თერმოსენსორებით ტემპერატურის მონიტორინგისათვის. სპილენძის მილებში ცირკულირებული წყლის გარდა დეტექტორის ცენტრალურ, არა-აქტიურ არეში შეყვანილია პლასტიკური მილები ამ სივრცის აზოტით ვენტილაციისათვის. სურ.19-9-ზე ნაჩვენებია კამერის ცალკეულ შრეები მათ ერთ ბლოკად ინსტალაციამდე - კარგად მოჩანს განთავსებული გამაცივებელი წრედები თითოეულ შრეში.

ელექტრონიკის არეს აზოტით განიავებას არა მარტო გაცივების ფუნქცია აკისრია. დანადგარის მოცულობაში გარკვეული ტენიანობა მყარდება, ექსპერიმენტული დარბაზები ყოველთვის აღჭურვილია კონდიციონერული სისტემებით, მაგრამ ტენიანობის სეზონურ ცვლილებებს ეს მაინც ვერ ფარავს. ფაქიზი ელექტრონიკა მგრძნობიარეა ტენიანობის ამგვარი ცვლილებების მიმართ, არაა გამორიცხული გაჟონვის დენის წარმოქმნაც მაღალი ძაბვის კონტაქტებთან. ამ მოვლენების გამოსარიცხად მიღებულია საექვო ადგილების გაზური აზოტით განიავება დანადგარის მუშაობის პერიოდში, რაც ამ ადგილებში ტენიანობის დაბალი მაჩვენებლის შენარჩუნებას ემსახურება.

- მაღალი ძაბვა დეტექტორებზე

ყოველ დეტექტორს თავისი მაღალი ძაბვის რეჟიმი აქვს. RPC კამერას 10-12 კვ ძაბვა სჭირდება, ფოტოგამამრავლებელი მილაკები 1.5-2 კვ ძაბვით კმაყოფილდებიან, თუმცა მაღალი დატვირთვის შემთხვევაში კვების მეორე არხის საჭიროებაც ჩნდება. დრეიფული კამერები 3.5 კვ-მდე ძაბვაზე მუშაობენ, კათოდური სიბრტყეების საკვებად ერთი ბლოკი საკმარისია, ხოლო თუ პოტენციურ მავთულებზე განსხვავებული ძაბვაა საჭირო, დამატებითი ბლოკი უნდა გამოვიყენოთ. „ატლას“-ექსპერიმენტის დრეიფული მილაკის სამუშაო ძაბვა 3.2 კვ-ია. მიკროსტრუქტურული დეტექტორები ძალიან მაღალ ძაბვას არ საჭიროებენ...

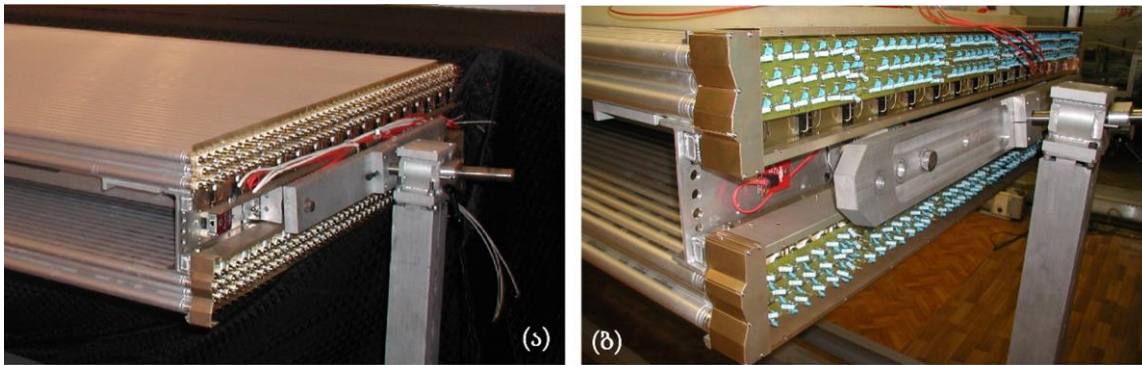
GEM-კამერას რამდენიმე წყარო ესაჭიროება - 1 კათოდური სიბრტყისათვის, გაზური გაძლიერების ფირ-ელექტროდებს კი თითოს 2 წყარო კვებავს - ზედა და ქვედა ელექტროდებისათვის. 3-შრიან GEM კამერას 7 დამოუკიდებელი კვების ბლოკი უნდა მოემსახუროს.



სურ.19-11: ა-მიკრო და მაკრო სექტორების განლაგების სქემა (მასშტაბი დაცული არ არის), ბ-GEM-ის მიკროსექტორებიანი მხარე; გ-მიკროსექტორებიანი მხარის საკონტაქტო გამომყვანი ხაზები.

უკვე აღვნიშნეთ, რომ მთლიანი დეტექტორის მუშაობის დაცვის მიზნით ხდება სტრუქტურირება - დეტექტორი იყოფა ერთმანეთისგან დამოუკიდებელ ერთგვაროვან ელემენტებად ისე, რომ ერთი მათგანის მწყობრიდან გამოსვლა მთელი დეტექტორის მუშაობაზე გავლენას ვეღარ ახდენს. ეს საკითხი აქტუალურია ე.წ. „დახურულ“ დანადგარებში, როცა დეტექტორთან მოხვედრა რამე მცირე პრობლემების აღმოფხვრის მიზნით შეუძლებელია.

მეორეს მხრივ, ამ დროს ყოველი სტრუქტურული ელემენტის ცალკე კვების სისტემით უზრუნველყოფა შეუძლებელია. ამ დროს გამოსავალია ძაბვის გამანაწილებელი ბლოკების შექმნა - სხვადასხვა ელემენტების ფუნქციონალურად ერთნაირ ნაწილს ძაბვა მიეწოდება ერთი წყაროდან, გამანაწილებელი ბლოკის საშუალებით. განვიხილოთ ეს GEM კამერის მაგალითზე.



სურ.19-12. MDT-დრეიფული კამერა მაღალი ძაბვის გამანაწილებლებით

KLOE2 ექსპერიმენტის შიდა დეტექტორში 4 დამოუკიდებელი შრე-კამერაა. თითოეულ მათგანში სამ-სამი GEM-ელექტროდია. სტრუქტურირება თითოეული ელექტროდისათვის მათ მიკრო და მაკროსექტორებად დაყოფაში მდგომარეობს. GEM ფირის ერთი მხარე დაყოფილია $\sim 1 \div 1.5$ სმ სიგანის დამოუკიდებელ მიკროსექტორებად, მათ შორის ~ 300 მკმ ინტერვალთა, ყოველი სექტორი შეიძლება ცალკე კვების წყაროს შეუერთდეს. ელექტროდის მეორე მხარეს, ე.წ. მაკროსექტორები უფრო განიერია და თითოეული აერთიანებს 10 მიკროსექტორის შესაბამის ფართობს ელექტროდის მეორე მხარიდან. მათი გამომყვანებიც დამოუკიდებლად ერთვება მაღალი ძაბვის ქსელში. სურ.19-11-ზე მოცემულ სქემაზე ეს დაყოფაა გამოსახული. მოცემული ელექტროდის ყველა მიკროსექტორი ერთ ძაბვურ დონეზეა. ისინი მიერთებულია ერთი ძაბვის წყაროს გამანაწილებელი ბლოკის საშუალებით. მუშაობის პერიოდში რომელიმე მიკრო



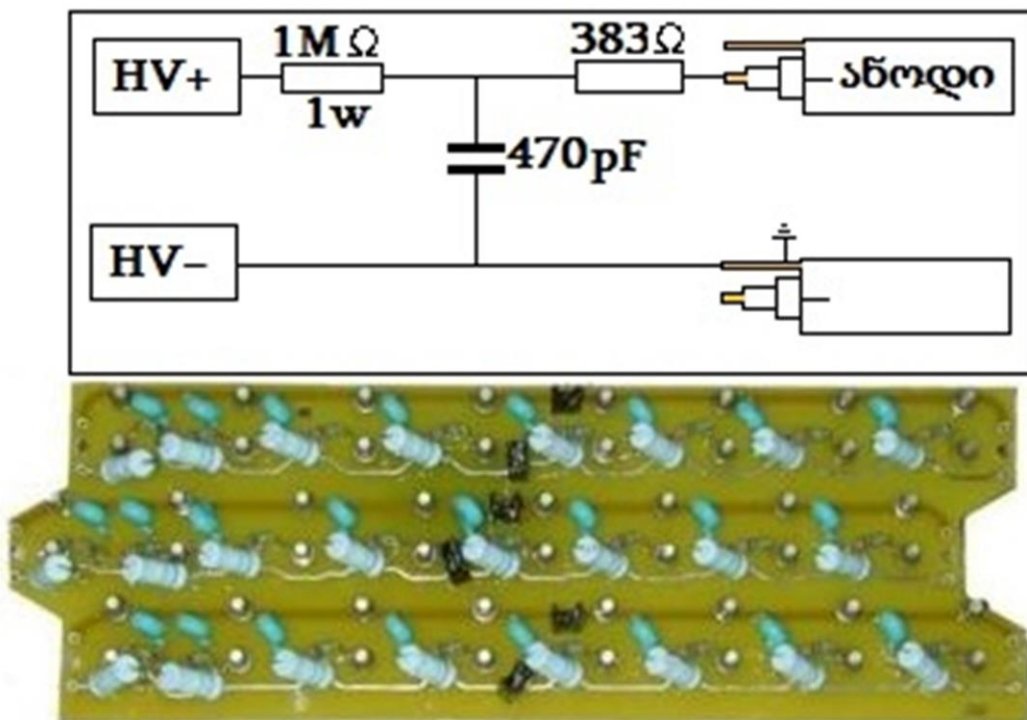
სურ.19-13: გახსნილი „სპლიტერ“-ბლოკი

სექტორის ზონაში დეფექტის წარმოქმნის შემთხვევაში შესაძლებელია ამ სექტორის ამორთვა მაღალი ძაბვის ქსელიდან, გამანაწილებელ ბლოკში გაფუჭებული მიკროსექტორის ხაზის მექანიკური გათიშვით. KLOE2 დანადგარის შიდა დეტექტორის კამერის თითოეული GEM-ელექტროდი 120 მიკროსექტორს შეიცავს, მათი შესაბამისი მაკროსექტორების რაოდენობა 12-ია. თითოეულ ელექტროდზე 2 კვების ბლოკიდან შედის 120+12 მაღალი ძაბვის ხაზი გამანაწილებლების

საშუალებით. ყველა ამ ხაზზე დამონტაჟებულია წრედის მექანიკური განმრთველი [19-3].

ძაბვების განშტოების საკითხი იდგა ასევე „ატლას“-დანადგარის მიუონური კამერების მაღალი ძაბვის კვებისთვისაც [19-6]. ერთი MDT-კამერა 600-მდე მილაკ-მთვლელს შეიცავს, რომლებიც ერთნაირ რეჟიმში მუშაობენ და შესაბამისად, მათ ანოდურ მავთულზე მოდებული მაღალი დადებითი პოტენციალი ყველა მილაკ-მთვლელისათვის ერთნაირია.

სურ.19-12ა-ზე ნაჩვენებია ტესტირების დარბაზში მოთავსებული კამერა ანოდური მავთულების კონტაქტებითა და მილაკის კორპუსის დამიწების ჩხირებით. მილაკები 3-3 შრეებადაა კამერაში შეწყობებული. მაღალი ძაბვის გამანაწილებელი პლატა ერთდროულად ეცმება 24 მილაკს. ამ პლატაზე ძაბვა 3 ზოლად ნაწილდება, 8 მილაკი თითოეულ ზოლში. ამ პლატებით ივსება კამერის მთელი სიგრძე ისე, რომ პლატების ზოლები ერთმანეთს უერთდება ელექტრულად. ამრიგად, კამერის ერთი მულტიშრე (მილაკების 3 შრის ერთობლიობა) მაღალი ძაბვის კვებისათვის გადაერთებულია 3 ზოლად. იგივეა მეორე მულტიშრისათვისაც (სურ.19-12ბ). მიღებული 6 ხაზი თავს იყრის ერთ „სპლიტერ“-ბლოკში (სურ.19-13), რომელშიც მაღალი ძაბვის ძირითადი წყაროდან 2 კაბელი შედის.



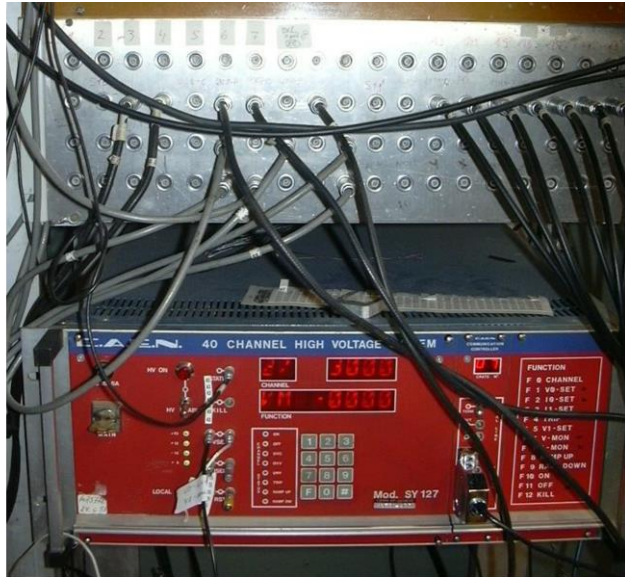
სურ.19-14: მილაკის მაღალ ძაბვაზე შეერთების სქემა და 24-წერტილიანი გამანაწილებელი პლატა.

როგორც ვხედავთ, აქ გვაქვს ძაბვის ორსაფეხურიანი განაწილება: ორი ძირითადი კაბელიდან მოსული ძაბვა „სპლიტერ“-ბლოკში იყოფა სამ-სამად და შემდეგ ეს ხაზები კვებავენ კამერის მილაკების 6 მწკრივს გამანაწილებელი პლატების საშუალებით. სურ.19-14-ზე მოყვანილია ცალკეული მილაკის მაღალ

მაბვზე შეერთების სქემა და RC ფილტრი, ასევე 24-წერტილიანი გამანაწილებელი პლატის ფოტოსურათი.

გამანაწილებელი პლატების უბანი დაფარულია ფარადის ჭიქით - ალუმინის ფსკერი, კედლები და სახურავი პლატების გარე ელექტრული ხმაურისაგან დაცვას ემსახურება.

ელემენტარულ ნაწილაკთა შემსწავლელი ექსპერიმენტებისათვის საყოველთაოდ მიღებულია მაღალი ძაბვის წყაროდ CAEN-ფორმის მიერ წარმოებული აპარატურის გამოყენება (სურ.19-15). ეს ცნობილი წარმოება ორიენტირებულია სწორედ ამ მიმართულების ექსპერიმენტებზე, სპეციალისტ-დიზაინერები კარგად იცნობენ ექსპერიმენტებისა და დეტექტორების თავისებურებებს, ამიტომ მაღალი ძაბვის ბლოკები (და სხვა ტიპის აპარატურაც) საკმაოდ ამარტივებს დეტექტორების კვების ამოცანებს და მომსახურებას. მაგალითისათვის ისევ მოვიყვანოთ VES- ექსპერიმენტის დანადგარში [19-1] მომუშავე დრეიფული კამერების კვების ორიგინალური ორგანიზება CAEN -ბლოკის გამოყენებით:



სურ.19-15: VES-ექსპერიმენტის დრეიფული კამერების მაღალი ძაბვის კვების CAEN-ბლოკი და ძაბვების გამანაწილებელი

დრეიფული კამერა ექსპერიმენტულ სეანსზე მუშაობის პერიოდში მუდმივად ჩართულია, თუმცა ამაჩქარებლიდან წამოსულ დამცემ ნაწილაკთა ნაკადი დანადგარს ეცემა 2-წამიანი ბანჩების სახით, 8 წამის ინტერვალით. ეს უმოქმედო 8 წამი კამერა მაღალი ძაბვის ქვეშ სამუშაო მზადყოფნაშია, იგი განაგრძობს ფუჭ მუშაობას ამაჩქარებლიდან წამოსული ფონური ნაწილაკების მიერ შექმნილ იონიზაციაზე. პროცესი იწვევს კამერის სამუშაო გაზის და კამერის შიგთავსის არასასურველ დამველებას, რის გადასაფარად კამერა გაზური ნარევის მაღალი სიჩქარის ნაკადით ნიავედება, ეს კი რესურსების ფუჭი ხარჯი და ზედმეტი მომსახურების საჭიროებაა. მაღალი ძაბვის ბლოკს აქვს საშუალება კამერა კვებოს ე.წ. „საქანელას“ მეთოდით. აპარატის მეხსიერებაში ფიქსირდება ორგვარი ძაბვა - სამუშაო (3.6 კვ) და პასიური (2 კვ). ბანჩებს შორის ინტერვალში კამერა პასიურ ძაბვაზეა. ამ დროს ველი არაა საკმარისი, რომ მოხდეს ელექტრონ-იონური ღვარების წარმოქმნა. კამერის გამჭოლი ფონური ნაწილაკები ახდენენ სამუშაო გაზის იონიზაციას, მაგრამ ეს არ გადადის ღვარში, 2 კვ ძაბვა ახდენს ამ წყვილების მდორე გაწოვას და ნეიტრალიზაციას. ამაჩქარებელი იძლევა „სტარტ“-სიგნალს ბანჩის წამოსვლაზე მცირე წინსწრებით. ეს სიგნალი ძაბვის ბლოკში ახდენს ძაბვის ზრდის ინიცირებას, და ბანჩის მოსვლის მომენტს კამერა სამუშაო 3.6 კვ ძაბვით ხვდება. ბანჩის დამთავრებას ამაჩქარებლიდან იგივე ხაზით უკვე „სტოპ“-სიგნალი გვამცნობს, რაც ძაბვის გამოყვანას ახდენს პასიურ

მდგომარეობამდე. ძაბვის აწევის და დაწევის პროცედურები თითო წამზე ნაკლებ დროს იკავებენ, კამერა 10 წამის ნაცვლად სამუშაო მდგომარეობაში მხოლოდ 3-4 წამი რჩება, რაც რესურსების სერიოზული ეკონომიაა. ეს ლოგიკა უკვე გათვალისწინებულია აპარატის პროგრამულ უზრუნველყოფაში და არავითარ ბლოკსგარე სამუშაოს ჩატარებას არ საჭიროებს - საკმარისია ამაჩქარებლის 'სტარტ-სტოპ' სიგნალის კაბელის მიერთება ბლოკის საკონტაქტო ბუდეში.

თანამედროვე ძაბვურ აპარატურას კომპიუტერული კითხვა-მართვის ფუნქცია აქვს ჩადებული პროგრამულ უზრუნველყოფაში. ძაბვების კონტროლი ექსპერიმენტული სეანსის განმავლობაში ხდება მორიგე ოპერატორის მიერ, რომელსაც მართვის პულტის ეკრანზე ცალკე საკონტროლო ფანჯარა აქვს გახსნილი და LABVIEW-პროგრამული პაკეტზე შექმნილი ავტომატიზირებული მართვის პროგრამით ე.წ. „ნელი კონტროლი“ და საჭირო კორექციების შეტანა მარტივად ტარდება.

20. დეტექტორების შექმნის და შემოწმების ინფრასტრუქტურა

სამეცნიერო კვლევა-საქმიანობის დიდი ნაწილი დღეისათვის სამუშაო კაბინეტში, კომპიუტერთან ტარდება. ეს არამარტო თეორიული ფიზიკის მიმართულებას ეხება. დღევანდელი ექსპერიმენტის მომზადება, გათვლა-მოდელირება, მასალების მიღება და დამუშავება არ საჭიროებს განსაკუთრებულ ინფრასტრუქტურას - საკმარისია მძლავრი კომპიუტერული ბაზა და ქსელი. დეტექტორების შექმნის მთავარი ეტაპები კი უკვე კარგა ხანია გასცდა არა მარტო კაბინეტ-ოფისების, არამედ ინსტიტუტების კედლებსაც. ერთი ინსტიტუტის ფარგლებში შეუძლებელია არსებობდეს დეტექტორის შესაქმნელი სრული ციკლის გავლის პირობები. ნაწილი სამუშაოებისა სპეციალიზირებულ საწარმოებს მოითხოვს. მაგალითად, სცინტილატორების, კალორიმეტრული კრისტალების აქტიური ელემენტების, ნახევარგამტარული ფილების დამზადება და ა.შ. დეტექტორების მზიდი კონსტრუქციებიც ლაბორატორიის გარეთ კეთდება. მაინც, ლაბორატორიაში, ვიწრო სპეციალობის ფიზიკოს-ექსპერიმენტატორების ხელით იქმნება ის უნიკალური ნაწილი დეტექტორისა, რაც საშუალებას იძლევა ამოვიღოთ ინფორმაცია შესასწავლი ფიზიკური პროცესებიდან.

თანამედროვე დეტექტორული ლაბორატორია საკმაოდ რთული და მრავალმხრივი საწარმოს დონის ინფრასტრუქტურას მოითხოვს, სამუშაოების ფაქიზი ნაწილები კი უნიკალურია. თანამედროვე მოთხოვნების შესაბამისი დეტექტორის დამზადება, თუნდაც მცირე გაბარიტების, უკვე სუფთა სამუშაო ოთახის არსებობას საჭიროებს. ასევე, მრავალნაირი ტესტირებაა გადასალახი, სანამ აწყობილი დეტექტორი დასმული ამოცანების გადასაწყვეტად მზად ჩაითვლება და ექსპერიმენტულ დანადგარში გაიგზავნება.

ამ განყოფილებაში საუბარი გვექნება სუფთა სამუშაო ოთახის მოწყობაზე, მრავალნაირი ტესტირების სტენდების ფუნქციებზე, მათი შექმნის საშუალებებზე, ნიუანსებზე...

- **სუფთა სამუშაო ოთახი**

სუფთა სამუშაო ოთახი (სსო) გამიზნულია პრეციზიული დეტექტორების შესაქმნელ საწარმოო უბანზე მაღალი კლიმატური სტაბილურობისა და ჰაერის სისუფთავის შესანარჩუნებლად.

თანამედროვე ფიზიკური ექსპერიმენტების დონე უკვე მოითხოვს დეტექტორების, თუნდაც დანადგარის პერიფერიული ნაწილიდან, სპეციალურად მოწყობილ საწარმოო უბანზე აწყობას და ტესტირებას, რადგან მათგან მიღებული ინფორმაციის ნებისმიერი დამახინჯება საერთო სურათის შეცვლას იწვევს, ხოლო როცა საქმე ეხება მცირე განივკვეთით მიმდინარე პროცესების შესწავლას, დანაკარგებს სერიოზული მნიშვნელობა აქვთ ფიზიკური პროცესის სწორად წარმოსადგენად.

სუფთა ოთახი მარტო სამუშაო გარემოს სისუფთავეს არ ნიშნავს. აქ ასევე ტემპერატურული, ტენიანობის და ჰაერის წნევის სტაბილურობაც იგულისხმება.

გავარკვიოთ, თუ რატომ არის ამ მიმართულებით ყურადღების გამოჩენა აუცილებელი.



სურ.20-1: სუფთა სამუშაო ოთახის ხედი ტამბურის მხრიდან (1999 წ).

ჰაერში შეტივტივებული მტვრის ნაწილაკები ჩვენი თვალისათვის უხილავია, მაგრამ დეტექტორისათვის ეს ასე არაა. მათ მრავალი პრობლემის შექმნა შეუძლიათ. თან ეს პრობლემები სხვადასხვა ტიპის დეტექტორებში სხვადასხვანაირად იჩენს თავს. გაზური განმუხტვის დეტექტორებში სამუშაო არეში ელექტრული ველის მაღალი დამაბულობაა, 10 კვ/სმ რიგის. მავთულებზე, სტრიპებზე ან სხვა აქტიურ ელემენტებზე დაფენილი მტვრის ნაწილაკი ხდება ამ ველში გვირგვინა განმუხტვის წყარო, რაც იწვევს სამუშაო ძაბვის ვარდნას, ფუჭი იმპულსების იმიტირებას, ხოლო რიგ შემთხვევებში განმუხტვა გარღვევადაც

შეიძლება გარდაიქმნას და დეტექტორი ფუჭდება. მტვრის მოხვედრა სინათლის სხივის გავრცელების გზაზე (ჩერენკოვის მთვლელების რადიატორში, სცინტილატორების შეერთების ადგილებზე, ფოტომიმდებების ფანჯრებზე) ფოტონების გაბნევა-შთანთქმის, ანუ ინფორმაციის დაკარგვის მიზეზია...

ჩამოთვლილი და სხვა მრავალი შესაძლო საფრთხეების გამო მიღებულია, რომ დეტექტორები უნდა აეწყოს სპეციალიზირებულ ოთახებში, რომლებიც უზრუნველყოფილნი არიან საჭირო პირობების დაცვით სისუფთავის მხრივ.

ოთახის სისუფთავის შემოწმება ხდება სპეციალური მტვრის ნაწილაკების მთვლელი აპარატურის საშუალებით. სასინჯ მოცულობაში ეს აპარატი ითვლის მტვრის ნაწილაკთა რაოდენობას მათი ზომების მიხედვით. ამის ბაზაზე მიღებულია ოთახების სისუფთავის დაყოფა ე.წ. სისუფთავის კლასებად. მაგალითად, აშშ-ს ფედერალური 209B სტანდარტით სისუფთავის კლასი 10000 შეესაბამება სიტუაციას, როცა ჰაერის 1ლ მოცულობაში 0.5 მკმ-ზე მეტი ზომის მტვრის ნაწილაკთა რაოდენობა არ აღემატება 350-ს. ეს კლასი მიღებულია გაზური განმუხტვის დეტექტორებზე მუშაობისას. ნახევარგამტარული დეტექტორების დამზადებისას უფრო მაღალი კლასი მოითხოვება (1000). ამ სისუფთავის დაცვა მომუშავე პერსონალიან ოთახში რთულია. უფრო ხშირად „სუფთა სამუშაო ადგილი“ კეთდება ამ დროს, ანუ ამ კლასის სუფთა გარემო იქმნება ერთი სამუშაო მაგიდის თავზე. კიდევ უფრო მაღალი კლასის სისუფთავე გულისხმობს მანიპულატორებით მუშაობას დახურულ სივრცეში.

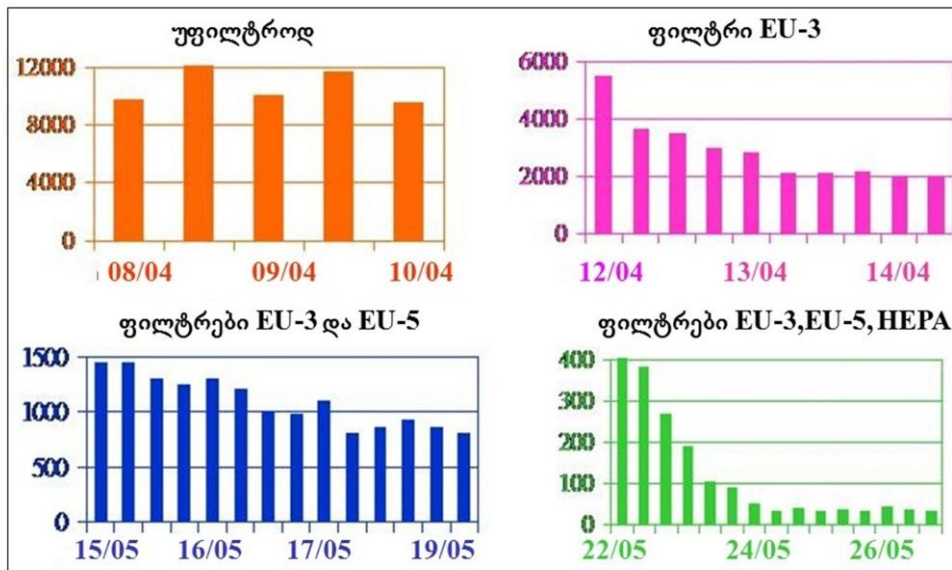


სურ.20-2: ჰაერის ცირკულაციის სისტემების ჰაერგამყვანი მილები და ფილტრები სსო-ს ჰერის ტექნოლოგიურ ტრაპზე

სისუფთავის კლასის განსაზღვრის კიდევ რამდენიმე სისტემაა შექმნილი. მთავარია მუშაობის დროს დაცული იქნას წესები, რომლებიც შესაბამისი კლასის დაცვას უზრუნველყოფს:

- ოთახის ჰერმეტიკულობა. დიდი დარბაზებისთვის ეს არაა მარტივი. ამ საქმეს ეხმარება ოდნავ მაღალი წნევის შენარჩუნება დარბაზის შიგნით, ვიდრე გარეთ - მტვრის ნაწილაკების დიფუზიის შესაკავებლად;
- ოთახის სისტემატიური „სველი“ წმენდა;
- კლიმატიზაციის სისტემის ჰაერფილტრების ნორმატიული ცვლა;
- ოთახში შესატანი ყველანაირი ნივთის წინასწარი სველი წმენდა ტამბურში;
- სამუშაო პროცესის ორგანიზება ისე, რომ მინიმუმირებული იყოს გასვლა-შემოსვლების რაოდენობები, ასევე მატერიალების გატანა-შემოტანის ხანგრძლივობები;
- პერსონალის შემოსასვლელი ტამბური ტანსაცმლის გამოსაცვლელი ნაწილით, მტვერდამჭერი წებოვანი ფენით დაფარული პლასტიკური ნოხით;
- სისუფთავის შესაძლო დარღვევის შემთხვევაში (კარის გაღება, იატაკზე ნივთის დავარდნა) მუშაობა განახლდეს ოდნავი დაყოვნების შემდეგ - სტაბილიზაციის დამყარებისათვის საჭირო დროის მიხედვით.
- მუშაობა აუცილებლად სპეცტანსაცმლით, ნიღბებითა და ხელთათმანებით;
- ოთახში არ უნდა მოხვდეს მტვრის წყარო - საქალაქდებები, ტანსაცმელი, ძველი აპარატურა მტვრიანი შიგთავსით;

კიდევ მრავალი ელემენტარული მოთხოვნაა დასაცავი, რომლებიც ყოველდღიურ ცხოვრებაში ყურადღების მიღმა რჩება, დეტექტორის აწყობისას კი არსებითია.



სურ.20-3: ჰაერში მტვრის ნაწილაკთა რაოდენობის გაზომვებით მტვერჩამჭერი ფილტრების თანამიმდევრული ჩართვით

ტემპერატურის სტაბილურობა მოითხოვება დეტექტორის აწყობის ხანგრძლივი პროცესის უნიფიკაციისათვის. დეტექტორების შემადგენელი მასალები, განსაკუთრებით ლითონის ნაწილები განიცდიან ტემპერატურულ გაფართოებას. დიდი ზომების შემთხვევაში ეს შესამჩნევი ხდება. ამის გარდა, სამუშაო ადგილას დანადგარში შეიძლება სხვა ტემპერატურული რეჟიმი იყოს. ეს ნიუანსები მაღალი სიზუსტის დეტექტორის აწყობის დროს წინასწარ

გაითვალისწინება. მაგალითად, თუ მავთულოვანი კამერა იმუშავებს 30°C გარემოში, ხოლო მავთულების დაჭიმვა და კამერის შეკვრა ხდება 20°C -იან ოთახში, რეალურ პირობებში მუშაობისას ამ კამერის მავთულების დაჭიმულობა შეიცვლება (მოიკლებს, თუ კამერის კონსტრუქცია არაა ლითონის, ან გადაიჭიმება, თუ მზიდი ფერმა მავთულზე მეტად დაგრძელდება). ამან შესაძლოა სამუშაო რეჟიმიდან გამოსვლა გამოიწვიოს. ამ დროს წინასწარ ხდება დაჭიმულობის გადათვლა და მავთულების ნომინალიდან განსხვავებულად დაჭიმვა, საშტატო ადგილის გარემოში კი ის ნორმაში ჩადგება. როგორც ვხედავთ, ამგვარი კამერის აწყობის დროს ტემპერატურული კონტროლი არსებითია.

ჰაერის ტენიანობაც ასევე გავლენას ახდენს დეტექტორების შემადგენელი ელემენტების ფიზიკურ მდგომარეობაზე. ზოგი მათგანი შეიძლება მაღალი ტენიანობის გარემოში ტენით გაჯერდეს, ხოლო შემდეგ, კამერის დახურულ გარემოში მოხვედრისას ეს ფაქტი თავს იჩენს სამუშაო რეჟიმისა და გეომეტრიის დარღვევებში. ამის მაგალითია GEM-ტიპის დეტექტორებში ჰიგროსკოპული კაპტონის ფირის არსებობა. ელექტრული მახასიათებლებით ფირი სრულად აკმაყოფილებს საჭირო მოთხოვნებს, მაგრამ იგი ტენის ამღები მასალაა, რაც მისი ელასტიურობის შეცვლას იწვევს. ამიტომაც დეტექტორში „ჩაკეტვის“ წინ ეს ფირები დიდი ხნით კონტროლირებადი ტენიანობის გარემოში ინახება.

სუფთა ოთახის დაპროექტებისას საჭიროა რამდენიმე ნიუანსის გათვალისწინება, რომლებიც შეგვიძლია დუბნის ბირთვული კვლევის გაერთიანებულ ინსტიტუტში „ატლას“-ექსპერიმენტის დრეიფული მილაკების დასამზადებლად აგებული სუფთა ოთახის მაგალითზე განვიხილოთ [20-1, 20-20].

15x5x3 მ³ ზომების ოთახი აგებულია დიდი დარბაზის შიგნით - ეს ტემპერატურული სტაბილურობისთვის მნიშვნელოვანია, როცა დიდი სეზონური ტემპერატურული და ტენიანობის გრადიენტებია. კონსტრუქციულად იგი აგებულია ცალკეული მინა-პლასტიკის სექციებისაგან, შეკრული ერთიან მტვერ და ტენგაუმტარ დახურულ შენობად. გვერდითი და ჭერის სექციები შესრულებულია 6 მმ სისქის მინისაგან სტანდარტული პაკეტური საფანჯრო ჩარჩოების მსგავსად. მინები თერმულადაა დამუშავებული გატეხვის მიმართ მედეგობის მიზნით. გატეხვის შემთხვევაში ასეთი მინა იფშვება და ნაკლებად ტრავმატულია. ოთახში კომუნიკაციების შეყვანის ადგილებში შუშის მაგიერ უკვე ორგანული მინაა ჩასმული.

იატაკი ორმაგია. დონეებს შორის 80 სმ-ია, ზედა შრე დაფენილია 40 მმ სისქის ფილებით და გადაფარულია ლინოლეუმით. გარე შენობიდან მოსული ვიბრაციების ჩასახშობად და ოთახში მძიმე დანადგარების განსათავსებლად იატაკის ქვეშ გრუნტზე დადგმულია საერთო სისტემისაგან დამოუკიდებელი ბეტონის ფუნდამენტები.

განათება ხორციელდება ჭერის გარე ნათურების ბლოკით, სსო-ს გამჭვირვალე ჭერიდან, ასევე საჭირო ადგილებში ადგილობრივი განათებაა გაყვანილი. ძალური წრედის სიმძლავრე 3 კვტ შეადგენს.

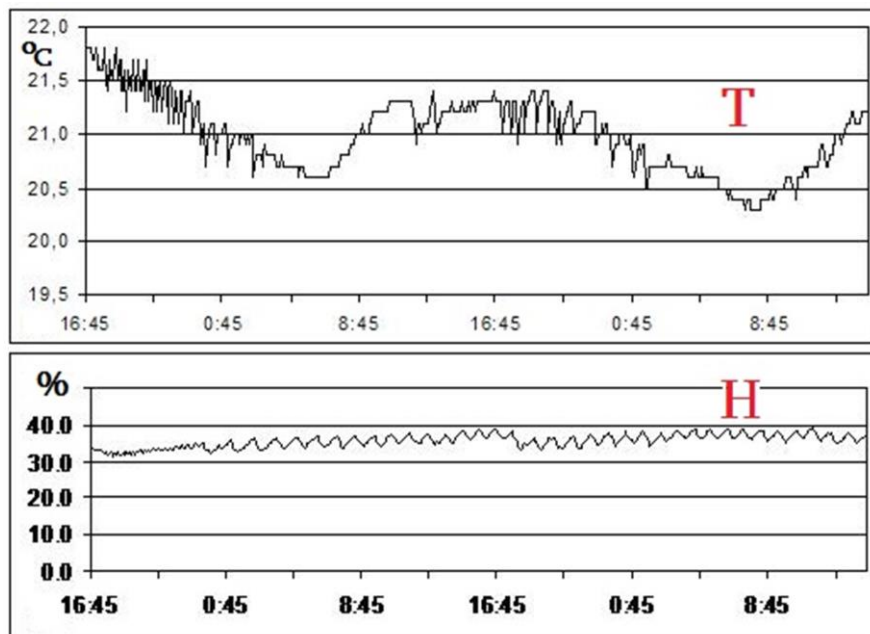
სსო-ს აქვს ტამბური პერსონალის მიერ ტანსაცმლის გამოსაცვლელად, კარი დიდგაბარტიანი კონსტრუქციების შეტანა-გატანისათვის და სარკმელი

მცირეგაბარიტიანი ნივთებისათვის. საფრთხის შემთხვევაში პერსონალის ევაკუაციისათვის სათადარიგო კარია გათვალისწინებული.

ჰაერის ცირკულაციის მთავარი ქვესისტემებია:

- ჰაერის გამწმენდი ხაზი. ჰაერის შეწოვა სსო-ს იატაკის დონიდან ხდება ჰაერსადენებით ოთახის გრძელი კედლის გასწვრივ 6 ადგილიდან. სსო-ს ჭერზე გარედან განლაგებულია სხვადასხვა ხარისხის გამწმენდი ფილტრები EU3, EU5, HEPA. ფილტრებგავლილი ჰაერი უკან ოთახში ბრუნდება ჭერისეული ოთხი ჟალუზით.
- სუფთა ჰაერის მოდინების ხაზი. სისტემა უზრუნველყოფს სუფთა ჰაერის შეწოვას და მის სსო-ში შეშვებას ჭერისეული ჟალუზებიდან ცენტრალური მალის გასწვრივ ოთხი ადგილიდან. ოთახის კლიმატური პარამეტრების შესანარჩუნებლად ჰაერსადენებზე გამთბობები და ფილტრებია ჩამონტაჟებული.
- კონდიციონერული ჰაერის ხაზი. კლიმატიზაციის სისტემაში შედის კონდიციონერ-გამათბობელი სტაბილური ტემპერატურისა და ტენიანობის შესანარჩუნებლად. ავტომატიკა ჩართავს კონდიციონერს გაცივების რეჟიმში დასაშვები ტემპერატურის ქვედა ზღვარამდე დაწევის შემთხვევაში (20°C). ამავდროულად ხდება ჰაერის გამოშრობა და ტენიანობის ქვედა ზღვარამდე დაწევის შემთხვევაში (35%) ავტომატურად ჩაირთვება დამატენიანებელი აგრეგატი.

თანამედროვე კლიმატიზაციის აგრეგატები უფრო კომპაქტური და მძლავრია და შეიძლება ეს სისტემები ერთ ავტომატურად მართვად ბლოკში გაერთიანდეს.



სურ.20-4: ტემპერატურის და ტენიანობის სტაბილურობის დიაგრამები

სურ.20-3-ზე მოყვანილია ოთხი დიაგრამა, მიღებული 1ლ ჰაერში მტვრის ნაწილაკთა რაოდენობის გაზომვებით მტვერჩამჭერი ფილტრების თანამიმდევრული ჩართვით. როგორც დიაგრამებიდან ჩანს, მეტი ფაქიზი ფილტრების დამატება სისუფთავეზე შესამჩნევ გავლენას ახდენს და სასურველი

სისუფთავე (არა უმეტეს 350 ნაწილაკი 1 ლიტრში) მიიღება HEPA-ფილტრის ჩადგმის შემდეგ. მეწინავე უხეში წმენდის ფილტრების არსებობა ძვირადღირებული ფაქიზი ფილტრების რესურსს შესამჩნევად ზრდის. ოთახის შიდატემპერატურული რეჟიმი ჩართვიდან 3-4 საათში მყარდება. სუფთა ჰაერის ნაკადი ოთახის საერთო მოცულობის 20%-ს ცვლის საათში.

სურ.20-4-ზე ტემპერატურის და ტენიანობის სტაბილურობის დიაგრამებია, მიღებული ორდღიანი საკონტროლო გაზომვების შედეგად. კონტროლირებადი პარამეტრები დასაშვებ ზღვარშია. ხანგრძლივი მუშაობის განმავლობაში ოთახში განლაგებული სენსორებით ტემპერატურის და ტენიანობის მუდმივი მონიტორირება ხორციელდება ინფორმაციის მონაცემთა ბაზაში შეტანით. ჰაერის სინჯის რეგულარული გაზომვა ხდება აეროზოლურ ნაწილაკთა მთვლელის საშუალებით და დადგენილია, რომ სისტემის ხანგრძლივი გათიშვის შემდეგაც კი სასურველი სისუფთავის აღდგენა სსო-ში ერთი დღე-ღამის განმავლობაში მიიღწევა.

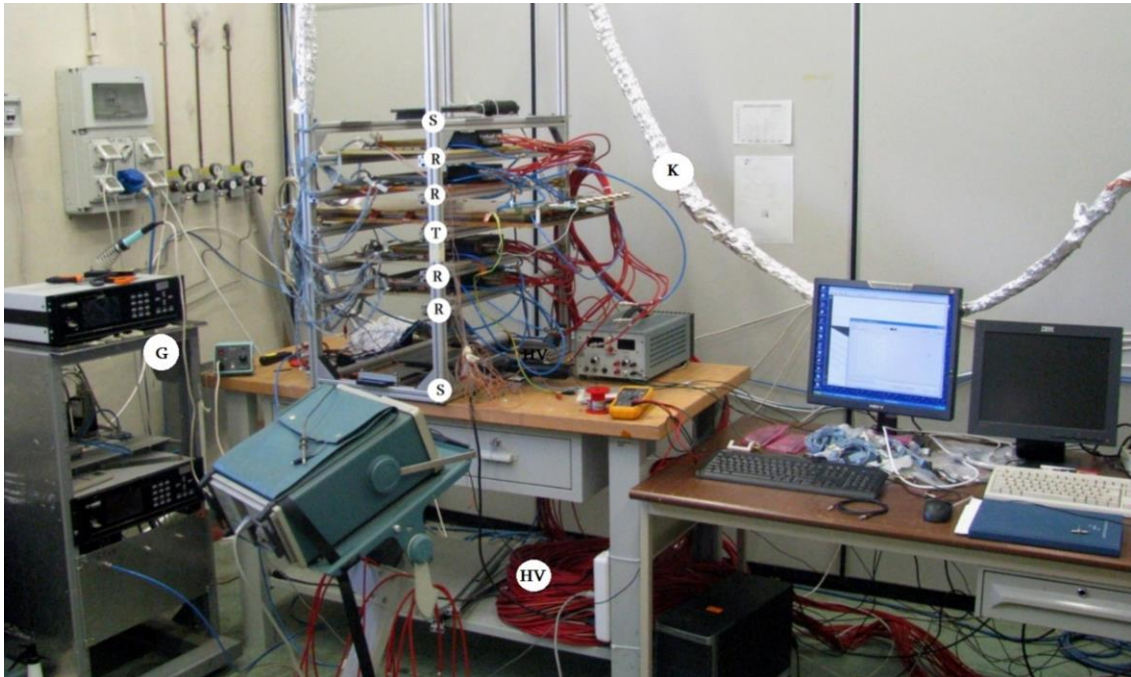
დეტექტორი ყოველთვის კონკრეტული ამოცანისათვის მზადდება. ეს დროში სასრული პროცესია, ხოლო სუფთა სამუშაო ოთახი ძვირადღირებული ინფრასტრუქტურაა როგორც შესაქმნელად, ასევე მისი პარამეტრების შენარჩუნების თვალსაზრისითაც. ამიტომ, როცა დგება საკითხი ამგვარი საწარმოო ერთეულის შექმნაზე, ჯობია გათვალისწინებული იქნას მომავლის ამოცანები და ოთახი გაკეთდეს მორგებადი სხვა დეტექტორების დამზადების პროცესებზეც.

- კოსმოსური სხივების ლაბორატორიული სტენდი

ამაჩქარებელი ყველა ლაბორატორიაში ვერ დაიდგება, შექმნილი დეტექტორების ტესტირებისათვის კი შესაძლებელია შეიქმნას სტენდი, რომელიც გამოიყენებს კოსმოსურ სხივებს როგორც აპარატურის ზონდირების საშუალებას.

რა უნდა იქნეს გათვალისწინებული კოსმოსური სხივების ლაბორატორიული სტენდის შექმნისას? ჩამოვთვალოთ ძირითადი ნიუანსები:

ადგილი, სადაც სტენდი დაიდგება, უნდა იყოს თავისუფალი სხივებისათვის, ანუ სართულებიანი შენობის ქვედა დონეზე სტენდს ნუ დავდგამს - ამით დავკარგავთ რბილ კომპონენტას, შესაბამისად კი სხივების ინტენსივობას.



სურ.20-5: კოსმოსური სხივებით T კამერის ტესტირების სტენდი. R - რეპერული კამერებია, S - ტრიგერული სცინტილატორები, G - გაზის პულტი, LV - დაბალი ძაბვის ბლოკი, HV - მაღალი ძაბვის და K - სასიგნალო კაბელები.

უშუალოდ შესასწავლი დეტექტორის გარდა დროთა განმავლობაში აუცილებლად სხვა ამოცანებიც გაჩნდება. ამის გათვალისწინებით სტენდის დონეებს შორის დისტანციის ცვლა უნდა შეგვეძლოს, ასევე დეტექტორების ერთმანეთის მიმართ წანაცვლება ჰორიზონტალურ სიბრტყეებში, ანუ უნდა იყოს შესაძლებელი ამოცანის მიხედვით სტენდის გეომეტრიის ცვლა. თანამედროვე წარმოებები გვთავაზობენ მრავალნაირ ლითონ-კონსტრუქციების პროფილებს, რომელთა გვერდულ სტრუქტურებში სპეციალური ღარებია ჩამატებული. ამგვარი პროფილებით აწყობილი სტენდი ღარების საშუალებით ცალკეული ელემენტების გადაადგილების საშუალებას იძლევა და მომავალ ამოცანებზე სტენდის კონსტრუქციის „მორგება“ უკვე სირთულეს აღარ წარმოადგენს.

გაზური სისტემის ძირითადი ელემენტია გაზის ნაკადის რეგულატორი. უნდა გვქონდეს რამდენიმე მილი (არხი) შენობის გარეთ მდებარე გაზის ბალონების სათავსოდან გაზურ გამანაწილებლამდე: ინერტული გაზებისთვის, აზოტისთვის, აალებადი გაზებისთვის. ასევე, საჭიროა გაზის გარეთ გამყვანი არხი - აალებადი გაზები, ფრეონი არ შეიძლება გამოშვებული იქნას შენობის შიგნით.

როგორც წესი, ტრიგერის ორგანიზება ხდება სცინტილატორული მთვლელებიდან სიგნალთა თანხვედრის საშუალებით. ლაბორატორიაში საჭირო იქნება სხვადასხვა ზომის მთვლელების ქონა, დეტექტორების სრულად ან ნაწილობრივ გადასაფარად.

კოორდინატული სიზუსტის შესამოწმებლად სტენდი აღიჭურვება რეპერული კამერებით - ეს დეტექტორები უკვე კარგად უნდა იყოს შესწავლილი და დაყალიბებული, რათა გაზომვების პროცესში არ შეიტანოს დამატებითი ცდომილებები.

სტენდი კეთდება ვერტიკალურად, დედამიწის ზედაპირის მიმართ 90°-იანი კუთხით მოსული სხივების გამოსაყენებლად. სხვა კუთხითაც არის სხივები, მაგრამ ინტენსივობა საგრძნობლად დაბალია და აჯობებს დახრილი სტენდებით მხოლოდ განსაკუთრებულ შემთხვევებში ვისარგებლოთ.

სტანდარტული კოსმოსური სხივების სტენდის (ტელესკოპის) მექანიკური სტრუქტურა 5 დონისაგან შედგება:- შუაში დასამზერი დეტექტორი თავსდება; მის ზედა და ქვედა დონეებზე უკვე კარგად შესწავლილი რეპერული კამერები ფიქსირდება; გარე დონეებზე ტრიგერული სისტემის ელემენტები, უმთავრესად ეს სცინტილატორული მთვლელებია, მომუშავე ერთმანეთთან თანხვედრის



სურ.20-6: ხუთდონიანი სტენდი MDT- რეპერული კამერებით (დუბნა, LNP, JINR) და იატაკის ქვეშ განთავსებული სცინტილატორული მთვლელების მესერი

რეჟიმში.

ამოცანიდან გამომდინარე, სტენდი შეიძლება მუშაობდეს მარტივ რეჟიმში, როცა ფიქსირდება ყველანაირი გამავალი ნაწილაკი. ოდნავი მოდიფიკაცია საჭირო, თუ კოსმოსურ სხივებს გვინდა ჩამოვაშოროთ რბილი, ელექტრომაგნიტური კომპონენტა. ამისათვის ქვედა სცინტილატორი იფარება მშთანთქმელი ფილტრით (ტყვია ან რკინა) - მასში „იჭედება“ დაბალენერგიული ნაწილაკი და ტრიგერი მუშაობს მხოლოდ ხისტ კომპონენტაზე. ეს კეთდება იმ შემთხვევაში, თუ გვინდა შევისწავლოთ დეტექტორის სივრცული გარჩევისუნარიანობა. ამ დროს ტრიგერით გადარჩეული მაღალენერგიული ნაწილაკები გადიან დეტექტორების ნივთიერებებს გაბნევის გარეშე, ტრეკები წრფეს წარმოადგენენ და შესაბამისად, მათი აღდგენა რეპერული კამერებიდან ხდება ნაკლები კოორდინატული ცდომილებებით. არ დაგვავიწყდეს, რომ ამ შემთხვევაში ტრიგერების რაოდენობა საგრძნობლად ეცემა და დასხივების სტატისტიკური მასალის დაგროვება დიდ დროს დაიკავებს.

სტენდი ყოველთვის საკაბელო ქსელში ეხვევა - სასიგნალო, მაღალი და დაბალი ძაბვების, სხვადასხვა სენსორების მომყვანი კაბელები ფაქიზ მოპყრობას მოითხოვს. კონსტრუქციის აგებისას მონტაჟდება საკაბელო არხების სისტემაც საყრდენი კონსტრუქციების გასწვრივ. თუ აუცილებელია კაბელების იატაკზე გაყვანა, მათზე გადასასვლელი ხიდები უნდა დამონტაჟდეს. დაზიანებული კაბელის გამოვლინება და შეცვლა დიდ ძალისხმევას მოითხოვს, ამიტომ მონტაჟის დროს აჯობებს თავიდანვე მივიღოთ საჭირო ზომები, ასევე 1-2 სათადარიგო კაბელიც ჩავაყოლოთ კაბელების კონაში. სურ.20-5-ზე ლაბორატორიის კუთხეა ნაჩვენები კოსმოსურ სხივებზე მცირე ზომის სტენდით (ფრასკატი, LNF, INFN, იტალია).

სამეცნიერო კვლევების გარდა კოსმოსური სხივების პრაქტიკული გამოყენების მაგალითებიც გამოჩნდა:

კოსმოსური სხივების ტელესკოპური სტენდების მეთოდი ამჟამად აქტუალურად განიხილება დახურული ობიექტების სკანირებისათვის, როცა საჭიროა შიგთავსის შესწავლა გარეგანი დარღვევის გარეშე. ეს პირველ რიგში საბაჟო პუნქტებისთვის იქნება გამოყენებადი, როცა საჭიროა დალუქული კონტეინერების



სურ.20-7: გერმანიის სამდონიანი კოსმოსური სხივების სტენდი 3 MDT და 6 RPC კამერების ერთდროული შემოწმების შესაძლებლობით (2005 წ.)

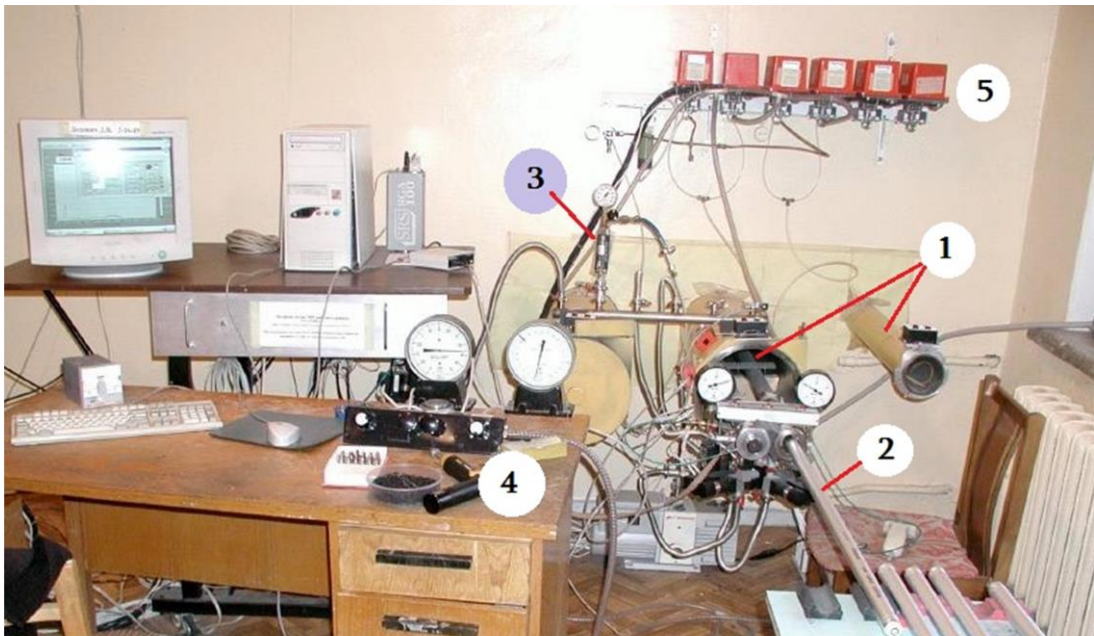
შემოწმება. ამ დროს მაღალი კოორდინატული სიზუსტის და დიდი სამუშაო ფართის დეტექტორების აგება საჭირო, რაც არცთუ ისე მარტივი ამოცანაა.

კიდევ ერთი საინტერესო, გრანდიოზული ექსპერიმენტია კოსმოსური სხივების გამოყენებით მეთოდით დაგეგმილი - ვულკან ვეზუვის მთის სკანირება მოსალოდნელი ამოფრქვევის ადრეულ ეტაპზე დასაფიქსირებლად, რაც თავისთავად საინტერესო ექსპერიმენტია და აქვს სოციალური დატვირთვა. მთის მასის გამჭოლი სხივები კრატერში მომხდარ ცვლილებებზე ინფორმაციის გამომტანი შეიძლება აღმოჩნდეს. მსგავსი ტიპის გაზომვები ტარდება ასევე ეგვიპტის პირამიდების კოსმოსური სხივებით სკანირებით, მათი შიდა აგებულების განსაზღვრის მიზნით.

- **გაზის გაჟონვის შემოწმება**

გაზური განმუხტვის დეტექტორების გარდა დახურული გაზური მოცულობა სხვა ტიპის დეტექტორებსაც აქვთ - TPC-კამერას, ჩერენკოვის მთვლელებს. ამათ გარდა, შესაძლოა მაღალი წნევის ქვეშ რამე გაზომვების ჩატარება გახდეს საჭირო. ყველა შემთხვევაში პირველადი ამოცანაა აქტიური მოცულობის სრული ჰერმეტირება. როგორც წესი, ეს საკითხი წყდება რეზინის ან სხვა დრეკადი მასალის ღრეჩოებში ჩატანებით, დაბალი წნევის დროს დროებითი არაგამყარებადი საცხითაც სარგებლობენ, თუ კონსტრუქცია დაშლას არ ითვალისწინებს, მაშინ პოლიმერიზებადი მრავალკომპონენტური წებოთი ავსებენ ღრეჩოებს.

მეორე საკითხია ამგვარი ჰერმეტირების შემოწმება, შესაძლოა გაჟონვის ადგილის მოძებნა და შეკეთება, გაზური დანაკარგის სიდიდის და სიჩქარის ციფრული გამოსახვა.



სურ.20-8. გაზური სტენდის აპარატურული ნაწილი: 1-მილები „ტორპედოებით“; 2-დრეიფული მილაკის ინსტალაცია „ტორპედოში“; 3-ჰელიუმის ყალიბრული წყარო; 4-გაზ-ვაკუუმის მართვის პულტი, 5-ელექტროკლავანები [20-18]

გაზური კამერის აქტიური მოცულობა გაზური ნარევის ცვლას ითხოვს. თუ კამერა არაა ჰერმეტიკული, პირველ რიგში დაიკარგება წნევა, რომელიც სასურველი განმუხტვის რეჟიმის შექმნის პირობაა. ამას გარდა გაზური გაჟონვა ხელს შეუშლის მუშა მოცულობის სრულყოფილად განიავებას - გაჟონვის გამო მოცულობის ნაწილამდე ახალშემვებულმა გაზურმა ნარევმა შესაძლოა საერთოდ ვერ მიაღწიოს, რაც ამ უბანს სამუშაო რეჟიმიდან გამოიყვანს. მესამეა ხარჯის საკითხი - ბევრი კამერა მუშაობს ძვირადღირებული გაზებისაგან (ქსენონი, კრიპტონი) შედგენილ ნარევეზე. ცირკულაციის დროს ხდება დეტექტორიდან გამოსული ასეთი გაზების ხელახალი გამოყენება, რაც ექსპერიმენტის მომსახურების დანახარჯებს ამცირებს. ამასთანავე - გაზის გაჟონვის სახიფათო შედეგი იმაში მდგომარეობს, რომ კამერის მოცულობიდან დანადგარის გარემოში

შეიძლება მოხდეს ადვილად აალებადი გაზები. პროპორციული, სტრიმერული რეჟიმების ჩამოსაყალიბებლად სამუშაო გაზში ხშირად ემატება მეთანი, იზობუთანი, ორგანული მინერალები. მათი მოხვედრა დაუშვებელია დანადგარის სივრცეში, სადაც ღია ელექტრონიკაა.

ამრიგად, მივედით გაზურ მოცულობიანი დეტექტორის გაჟონვის შემოწმების აუცილებლობამდე. ყველაზე მარტივად, შესაბამისად უხეშად, როცა გაჟონვის პრობლემა სახეზეა და საჭიროა მოიძებნოს დეფექტური ადგილი, გამოიყენება სპეციალური ხელსაწყო-პისტოლეტი წვრილი სასინჯი მილით. საექვო ადგილებიდან ეს პისტოლეტი მილის საშუალებით შეისრუტავს გაზს და მიერთებული აპარატი აკეთებს ამ გაზის რაოდენობის სწრაფ ანალიზს. პისტოლეტი შეიძლება სპეციალურად იყოს ორიენტირებული კონკრეტული გაზის, მაგალითად არგონის მოძებნაზე. გადინებული გაზის აღმოჩენისას სასიგნალო სისტემა იძლევა ხმოვან სიგნალს, ასევე უხეშად ხდება რაოდენობის შეფასება. ეს საჭირო აპარატი ძლიერი გაჟონვის აღმოსაჩენად მარტივ შეერთებებში. სხვა შემთხვევებში გამოჟონილი გაზი განეფინება გარე არეში და პისტოლეტი იწყებს რეაგირებას ყველა მიმართულებაზე.

საკმაოდ მოხერხებულია სპეციალური სითხის მისხურება საექვო ადგილას - ქიმიური ნაერთის მიკრონული ფენა ფარავს შეერთების ადგილს და შიდა წნევა გაჟონვის წერტილის ვიზუალიზაციას ახდებს მცირე ზომის ბუმტულების სახით. ეს ქიმიური შენაერთი ელექტრულად პასიურია, ამიტომ შესაძლო ელექტრული გარღვევების მხრივ დიდ საფრთხეს არ წარმოადგენს. დავივიწყოთ საყოფაცხოვრებო მეთოდი - საპნიანი წყლის ბუმტულებზე დაკვირვება. ამით დეტექტორს საბოლოოდ გამოვიყვანთ წყობიდან.

ზემოთ ჩამოთვლილი ხერხები გაჟონვის ადგილის აღმოსაჩენადაა გამიზნული. მრავალშრიანი კამერის პაკეტად შეკვრისას გაზური გაჟონვა შეიძლება მიუგნებადი იყოს. ამ დროს საჭიროა ფაქტს შევეგუოთ და გაზური ნარევის ცვლის სიჩქარე გავხადოთ გაჟონვის სიდიდეზე მაღალი, რათა გადავფაროთ დანაკარგი. სწორედ ამისთვისაა საჭირო გაჟონვის სიდიდის ციფრული გამოსახვა.

დეტექტორის ზომის მიხედვით, შესაძლებელია ამ ამოცანის სხვადასხვანაირი ტექნიკური გადაწყვეტა. თუ დეტექტორი პატარაა და მისი სრულად მოთავსება შესაძლებელია გარე საკონტროლო მოცულობაში, მაშინ შეიძლება გამოვიყენოთ ჰელიუმის სინჯის მეთოდი.

ამ მეთოდზე მუშაობდა „ატლას“-ექსპერიმენტის დრეიფული მილაკების გაზური გაჟონვის სტენდი [20-2,3]. განვიხილოთ მეთოდი ამ მილაკების ტესტირების მაგალითზე.

ტექნოლოგიურად ყველაზე მოხერხებულად გაჟონვის შემოწმება ჰელიუმზე ხდება, რაც ამ გაზის მოლეკულის მცირე ზომითაა განპირობებული. არგონის, როგორც ძირითადი გაზის, შემთხვევაში შედეგების გადათვლაა საჭირო.

გაზის გაჟონვის სიჩქარე, ანუ გაზის მოცულობა, გასული დროის ერთეულში მაღალი p_1 წნევის არედან დაბალი p_2 წნევის არეში. $q_v = \Delta V / \Delta t$ ამ

წნევათა სხვაობითაა განპირობებული. შესასწავლ მდგომარეობაში, როცა კვეთის

ღრეჩოდან გაჟონვის p წნევა და T ტემპერატურა მუდმივია, სიდიდე q_{pV} განისაზღვრება როგორც გაჟონვის სიდიდე:

$$q_{pV} = p \cdot \Delta V / \Delta t = p \cdot q_v = q_v \cdot R \cdot T = q_m \cdot R \cdot T / M_{molar} \quad \{20-1\}$$

რადგან ღრეჩოს ზომები და ფორმა რეალურად დაუდგენელია, გაჟონვის კანონების მიხედვით q_{pV} -ს პირდაპირი გაანგარიშება შეუძლებელია. იგი შეიძლება გამოისახოს ლამინარული დინებისათვის:

$$q_{pV} = \pi \cdot d^4 \cdot (p_1^2 - p_2^2) / (256 \cdot \eta \cdot l) \quad \{20-2\}$$

ეს არის ჰაერისათვის, ან გამარტივებულად არგონისათვის:

$$q_{pV} = 135 \cdot d^4 \cdot (p_1^2 - p_2^2) / (2 \cdot l) \quad \{20-3\}$$

ტურბულენტური დინების ჰაერისათვის ადგილი აქვს თანაფარდობას [20-3,4]:

$$q_{pV} = d \cdot \left[\frac{\pi^2}{4} \cdot \frac{5}{3.2} \cdot \frac{d^3 \cdot (p_1^2 - p_2^2)}{2l} \right]^{4/7} \cdot \left(\frac{R \cdot T}{M_{molar}} \right)^{3/7} \cdot \left(\frac{4}{\pi \eta} \right)^{1/7} \quad \{20-4\}$$

ან ისევე არგონისათვის, გამარტივებულად:

$$q_{pV} = 135 \cdot d \cdot [d^3 \cdot (p_1^2 - p_2^2) / (2 \cdot l)]^{4/7} \quad \{20-5\}$$

სადაც η გაზის დინამიური სიბლანტეა, d და l – ღრეჩოს დიამეტრი და სიგრძეა სანტიმეტრებში, p კი წნევაა, გამოსახული მილიბარებში.

დრეიფული მილაკებისათვის დასაშვები $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ ლატმ/წმ გაჟონვის სიდიდისათვის [20-5], თუ ღრეჩოს დიამეტრი 3 მიკრონის ფარგლებშია, შეფარდება $\frac{q_{pV}}{d} = 0.44$, რაც ლამინარული გადინების მაჩვენებელია. თუ შესადარებელია სხვადასხვა გაზთა გადინებები, შეფარდებითი გადინება გამოისახება:

$$q_{pV_rel} = \frac{q_{pV}^{(1)}}{q_{pV}^{(2)}} \approx \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right) \cdot \left(\frac{M_{molar2}}{M_{molar1}} \right)^{1/2} \quad \{20-6\}$$

სადაც $\sigma = \pi r^2$ ორი იდენტური r რადიუსიანი ნაწილაკის დაჯახების კლასიკური კვეთაა. ამ რადიუსების ცხრილი [20-4] ნაშრომშია მოყვანილი. σ კვეთის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება რამდენიმე გრადუსის ფარგლებში შეიძლება უგულებელვყოთ.

ტესტური გაზომვის დროს ლამინარული გადინებისა და რეალურ პირობებში ტურბულენტური გადინების პირობების შედარებით, უხეში მიახლოების დაშვებით, {20-3} და {20-5} ფორმულებიდან არგონისათვის შეიძლება შემდეგი შეფარდება მივიღოთ:

$$q_{rel} = \frac{q_{(test)}(Ar)}{q_{work}(Ar)} \sim \left[\frac{p_1^2 - p_2^2}{(p_3^2 - p_4^2)} \right]^{4/7} \sim 30 \quad \{20-7\}$$

სადაც $P_1=1$ ატმ, $P_2 = 0.01$ ატმ, $P_3 = 3$ ატმ, $P_4 = 1$ ატმ.

სტენდში გაზომვების ჩასატარებლად ჰელიუმი გამოიყენება. {20-6} ფორმულის თანახმად

$$\frac{q_{pV}(He)}{q_{pV}(Ar)} = \left(\frac{r_{He}}{r_{Ar}}\right)^2 \cdot \left(\frac{M_{molar Ar}}{M_{molar He}}\right)^{1/2} \quad \{20-8\}$$

ანუ

$$q_{pV}(He) = 1.4 q_{pV}(Ar). \quad \{20-9\}$$

შემდეგი შესწორება შესატანია დრეიფულ მილაკში რეალური გაზური ნარევის შემადგენლობის გათვალისწინებით. ეს შეფარდება მარტივად ასე გამოისახება:

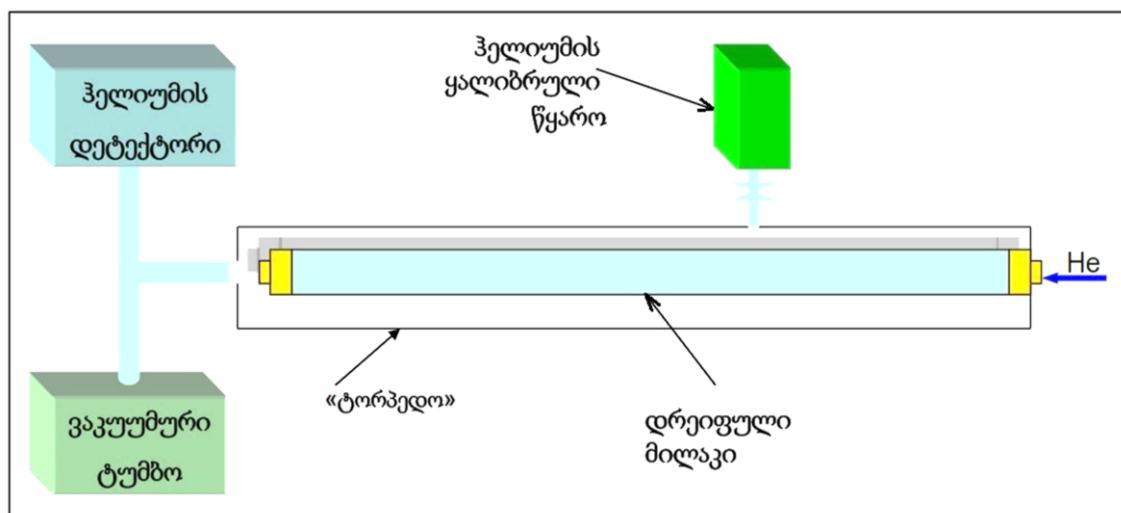
$$M_{rel} = \sum m_i / \sum \left(m_i / M_i \right) \quad \{20-10\}$$

სადაც m_i - i -ური კომპონენტის მასაა ნარევაში, M_i კი ამ კომპონენტის მოლეკულური მასაა. დრეიფულ დეტექტორში გამოყენებული ნარევისათვის $M_{rel} = 43.46$.

{20-6} და {20-8} ფორმულებიდან მარტივად შეიძლება დავინახოთ, რომ ნარევის შემთხვევაში კორელაცია იმდენად მცირეა, რომ დასაშვებია ნარევის ნაცვლად განვიხილოთ მხოლოდ არგონი. ჰელიუმის ეკონომიის მიზნით მისი აზოტთან შერევის გამო {20-9} თანაფარდობაში ჰელიუმის წილი შეიძლება პროპორციულად დაიწიოს. 10%-იანი ნარევისათვის შემდეგი სამუშაო ტოლობაა:

$$q_{pV}^{10\%He} = 0.14 q_{pV}^{(Ar)} \quad \{20-11\}$$

სურ.20-9-ზე სტენდის ბლოკ-სქემაა მოყვანილი. გასაზომი მილი თავსდება გრძელ

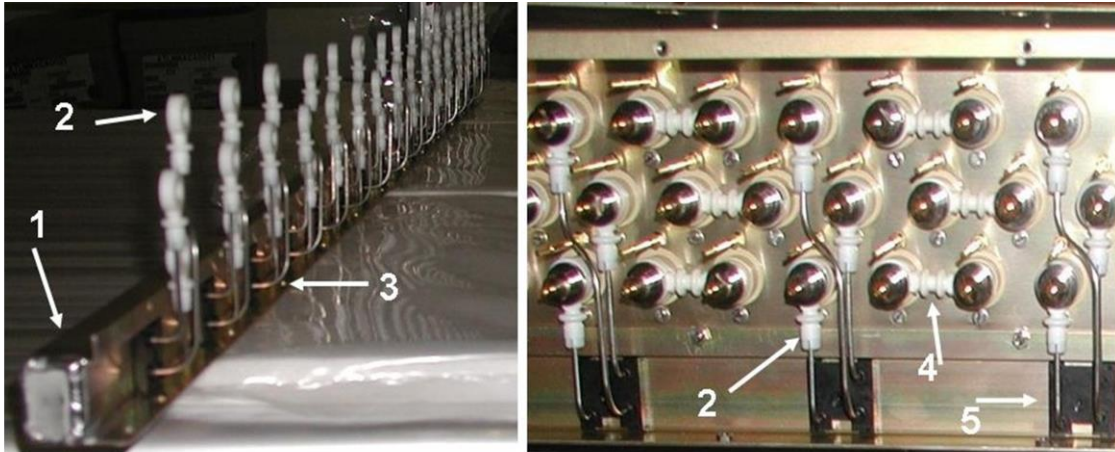


სურ.20-9. დრეიფული მილაკების ჰერმეტიკულობის გამზომი სტენდის ბლოკ-სქემა

დახურულ ცილინდრში - "ტორპედოში". ამოიტუმბება ჰაერი მილიდან და "ტორპედოდან" და ამის შემდეგ მილაკში შეიშვება 10% ჰელიუმის ნარევიანი აზოტი 2 ატმ შიდა წნევაზე. მილაკის გარე ტორპედოს მოცულობიდან

გრძელდება ამოტუმბვა და მგრძობიარე მას-სპექტროგრაფი (RGA-100, Stanford Research Systems) არეგისტრირებს და ზომავს ტუმბვის არხში გამოჩენილი ჰელიუმის უმცირეს რაოდენობასაც კი.

მას-სპექტროგრაფის შკალა წინასწარ ცნობილი გაჟონვის სიდიდის მქონე სუფთა ჰელიუმისანი ყალიბრითაა გათვლილი და დეტექტორიდან გაჟონილი



სურ.20-10: მილაკებიანი დრეიფული კამერის გაზური შეერთებების ადგილები

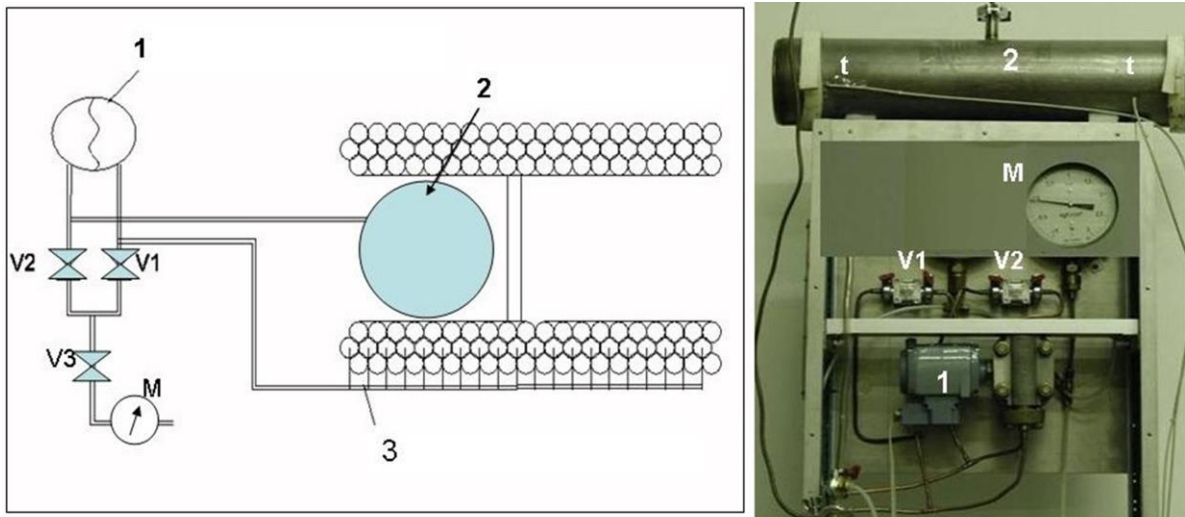
ჰელიუმის რაოდენობა პირდაპირ განისაზღვრება. სურ.20-8-ზე სტენდის ფოტოგრაფიაზე კედელში ჩამონტაჟებული ორი „ტორპედო“ ჩანს. 9000 მილაკის ტესტირებაზე წუნმა 0.9% შეადგინა. ეს, ერთი მხრივ, დრეიფული მთვლელების აწყობის ტექნოლოგიის საიმედოობაზე მიუთითებს, მეორეს მხრივ კი გაზური გაჟონვის ტესტის აუცილებლობაზე.

თანამედროვე ექსპერიმენტულ დანადგარებში მეორად ნაწილაკთა გზაზე ერთი დეტექტორით დიდი ფართის გადაფარვის ტენდენციაა. ეს ზრდის ამ ცალკეული დეტექტორების გაბარიტულ ზომებს. გაზური კამერებისათვის კი ეს გაზური გაჟონვის პრობლემაში აისახება. დავაკვირდეთ „ატლას“ ექსპერიმენტის მიუონური კამერის გაზური შეერთების სურათს (სურ.20-10). თითოეული კამერა 300-600 მილაკ-მთვლელისაგან შედგება. ისინი ერთმანეთთან გადაერთებული არიან ჯგუფებად, მიმდევრობით-პარალელური სისტემით, მილაკის ორივე მხრიდან. გაზური შეერთებების წერტილების რაოდენობა ერთ კამერაში რამდენიმე ათასია. ცხადია, ამგვარ სისტემას სათანადო კონტროლი სჭირდება გაზური ნარევის გაჟონვის აღმოჩენა-პროფილაქტიკის მიზნით. ასევე, ყოველი კამერის „პასპორტში“ მისათითებელია გაჟონვის სიჩქარე [20-5]. ეს ამოცანა ზემოთ აღწერილი მეთოდით ვერ გადაიჭრება - სათანადო ზომების „ტორპედოს“ შექმნა ტექნიკურად გაუმართლებელია. ასეთი შემთხვევებისათვის არსებობს წნევათა სხვაობის შეფასების წესი, რასაც ახლა აღვწერთ.

მეთოდი ემყარება წნევათა სხვაობის გაზომვას ტესტურ მოცულობასა და „რეფერენტულ“ მოცულობას შორის. იდეა იმაში მდგომარეობს, რომ თუ პირდაპირ დავამყარებთ გასაზომ მოცულობაში მაღალ წნევას და რაღაც დროის შემდეგ გავზომავთ წნევის დაცემას, ამით გაჟონვის სიჩქარის ზუსტ მნიშვნელობას ვერ მივიღებთ, რადგან მოცემულ დროის ინტერვალში შესაძლებელია გარემოს წნევისა და ტემპერატურის ცვლილება, ეს ფაქტორი კი სერიოზულად შეცვლის

გაზომვის შედეგს. ამიტომაც, წნევის შედარება ხდება სპეციალური დიფერენციალური მანომეტრით მეორე, დახურულ რეფერენტულ მოცულობაზე, რომელიც გარე წნევა-ტემპერატურის ცვლილებას ტესტური მოცულობის მაგვარად ექვემდებარება და ამრიგად ამ ფაქტორების კორელაციები გამოირიცხება [20-6].

სურ.20-11-ზე მოცემულია სტენდის სქემა და თავად სტენდის აპარატურული ნაწილის ფოტოგრაფია.



სურ.20-11: სტენდის ბლოკ-სქემა და აპარატურული ნაწილი. 1-დიფერენციალური მანომეტრი; 2-რეფერენტული მოცულობა; 3-გასაზომი კამერის გაზური შეერთებები; M-საკონტროლო მანომეტრი; t-ტემპერატურული სენსორები; V1, V2, V3 - გაზური ონკანები

სამუშაო გაზად გამოიყენებოდა არგონი. დიფერენციალური მანომეტრის (1) სამუშაო დიაპაზონია ± 8 მილიბარი, 0.08 მილიბარის სიზუსტით. განვიხილოთ ტესტირების პროცესი:

- i. იხსნება V1, V2 და V3 ონკანები. კამერა და რეფერენტული მოცულობა (2) ივსება გაზით 3 ატმ. წნევამდე.
- ii. V1 და V2 ისევ ღიაა, V3 იკეტება. კამერა და რეფერენტული მოცულობა რჩება 2 საათის განმავლობაში ტემპერატურულ-წნევითი სტაბილურობის მისაღწევად.
- iii. V1, V2 და V3 ონკანები დაკეტილია. მოცულობები იფარება თერმოსაიზოლაციო „საბნით“ ტემპერატურის მკვეთრი ცვლილებების გამოსარიცხად (სასურველია გაზომვები ტარდებოდეს სტაბილურ ტემპერატურულ ოთახში).
- iv. 2-3 დღე-ღამის განმავლობაში ხდება კამერაზე და რეფერენტულ მოცულობაზე გაზნეული ტემპერატურული სენსორების მონიტორინგი, ასევე დიფერენციალური მანომეტრიდან წნევათა სხვაობის პერიოდული ჩაწერა.

წნევების გამოთვლისას ტემპერატურული კორელაციები განისაზღვრებოდა ფორმულით:

$$\Delta P_{eff} = \Delta P_1 + \frac{P_0}{T_0} \cdot (\Delta T_0 - \Delta T_1) \quad \{20-12\}$$

ΔP_{eff} წნევათა ეფექტური სხვაობაა; ΔP_1 წნევების სხვაობაა, გაზომილი დიფერენციალური მანომეტრით მონიტორინგის პერიოდში; P_0 და T_0 - საწყისი წნევა და ტემპერატურაა. $\Delta T_0 = (T_0^{Cham} - T_0^{Ref})$ ტემპერატურათა სხვაობაა გაზომვების დასაწყისში, ხოლო $\Delta T_1 = (T_1^{Cham} - T_1^{Ref})$ - იგივე სხვაობაა გაზომვების პერიოდში.

იდეალური გაზის თეორიიდან გამომდინარე, {20-12} ფორმულაში არაფერი უნდა იცვლებოდეს, მაგრამ გაზის გაჟონვის გამო მოცულობა აღარაა დახურული. ამრიგად, წნევათა ეფექტური სხვაობა, გამოთვლილი გარკვეულ დროში, გვამღევეს გაზური გაჟონვის სიჩქარეს, გარე ტემპერატურისა და ატმოსფერული წნევის ცვლილებების მიუხედავად.

როგორც ვხედავთ, გაზური გაჟონვის სიჩქარე ამჯერადაც გაზომვადია. ამ დროს, რა თქმა უნდა, გაჟონვის ადგილი არ იძებნება - ეს უკვე სხვა ამოცანაა...

- **მაღალი ძაბვის სტენდები**

თანამედროვე ექსპერიმენტულ დანადგარებში ნებისმიერი დეტექტორი დაკავშირებულია მაღალი ძაბვის მოხმარებასთან (თუ არ ჩავთვლით აქა-იქ შემორჩენილ ფოტომულსიებს). დანადგარში ინსტალაციამდე მაღალ ძაბვაზე მთლიანი დეტექტორისა თუ მისი ცალკეული ელემენტის შემოწმება მეთოდური სამუშაოების ერთი ნაწილია.

დეტექტორის ზოგი ელემენტი მწარმოებლისგან ლაბორატორიაში მოდის უკვე მზა ფორმით, ასე ვთქვათ პირდაპირ ჩართვა-მუშაობისთვის გამზადებული. პრაქტიკამ აჩვენა, რომ ეს ასე არაა. მაგალითისათვის შეიძლება ავიღოთ ფოტოგამამრავლებლების ტესტირების საკითხი - კალორიმეტრიაში დეტექტორები უამრავ ფოტომილაკებს იყენებენ, მათ ერთნაირ მახასიათებლებს დიდი მნიშვნელობა აქვს ენერჯიის სწორად შეფასების საქმეში. სწორედ ამიტომ, ლაბორატორიაში იქმნება სპეციალური სტენდი, რომელიც ერთდროულად რამდენიმე ათეულ მილაკს ამოწმებს საჭირო რეჟიმთან შესაბამისობაზე. დაწუნებული მილაკი გაფუჭებულს არ ნიშნავს - უბრალოდ, მისი მახასიათებლები (გამლიერების კოეფიციენტი, კვანტური ეფექტურობა...) ვარდება საერთო ბაზიდან. იგივე შეიძლება ვთქვათ სხვა, მყარტანიან ფოტომიმლებზეც და ა.შ.

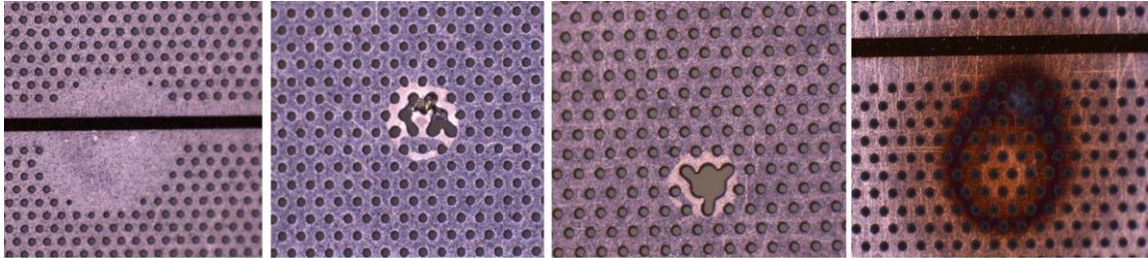
გაზური კამერების ამაჩქარებლის კონაზე, სამუშაო მაღალ ძაბვაზე ტესტირებისას ამოცანა მარტო კამერის გაზში მიმდინარე პროცესების შემოწმებას არ ისახავს მიზნად. ამ დროს, ზოგჯერ კი სპეციალურად ამ მიზნით, ხდება უშუალოდ კამერაზე დამაგრებული წინაგამამრავლებელი ელექტრონიკის ტესტირება - ეს დატვირთვაზე მედეგობა იქნება, ზღურბლის რეგულირების საკითხი თუ გამლიერების არხების მუშაობის შესწავლა.

ნახევარგამტარული დეტექტორები ძირითადად ლაბორატორიის გარეთ, სპეციალიზირებულ საწარმოებში მზადდება. ლაბორატორიაში ამ დეტექტორებზე მუშაობა სწორედ ძაბვაზე შემოწმება და მისი მახასიათებლების მკვებაზე ძაბვაზე დამოკიდებულებების ამოღებაა.

გაზურ განმუხტვაზე მომუშავე კამერებში ყოველთვის არის დამაზიანებელი განმუხტვების საფრთხე. ამ საშიშროებას საფუძველს უქმნის მაღალი ძაბვის ქვეშ მოქცეული ელემენტების სიახლოვე ნულოვანი პოტენციალის დეტალებთან. პირველადი ტესტი ამ მხრივ დეტალების ვიზუალური დათვალიერებაა, ამის შემდგომ დაბალ ძაბვაზე (თუნდაც ომეტრის საშუალებით) ხდება მავნე მოკლე შეერთებების მოძებნა, ხოლო ბოლოს რამდენიმე კილოვოლტის ქვეშ, ექსტრემალურ პირობებში იძებნება აღნიშნული საეჭვო შეკვრების ცხადი და შესაძლო ადგილები.

ამ მხრივ შეგვიძლია მაგალითის სახით განვიხილოთ GEM-ტექნოლოგიების ბაზაზე დეტექტორის შექმნის მოსამზადებელი ეტაპი: GEM-ფირის მაღალ ძაბვაზე შემოწმება. გავიხსენოთ: GEM 50 მიკრონი სისქის კაპტონის ფირია, დაფარული ორივე მხრიდან სპილენძის 5 მიკრონიანი შრეებით. ეს ფირი მთელ ფართზე დაცხრილულია 90 მიკრონამდე დიამეტრის ხვრელებით, რომელთა შიგნით ხდება ელექტრონული ღვარის წარმოქმნა, რადგან სპილენძის შრეებს ედება 300 ვოლტამდე პოტენციალთა სხვაობა. ელექტრონული ველის დამაბულობა ხვრელის შიგნით 10 კვ/სმ აღწევს, ეს ძალიან ძლიერი ველია და მაღალია ელექტრონული

გარღვევის ალბათობა. დამზადების ტექნოლოგია ამ ძაბვებისათვის გარღვევის გარეშე მუშაობას უზრუნველყოფს, მაგრამ სულ მცირედი გადახრა ტექნოლოგიიდან, თუნდაც მტვრის ნაწილაკის მოხვედრა ხვრელის არეში უკვე არასასურველ შედეგს იძლევა - გარღვევის ან გაჟონვის დენის აღმოჩენა - ეს არის

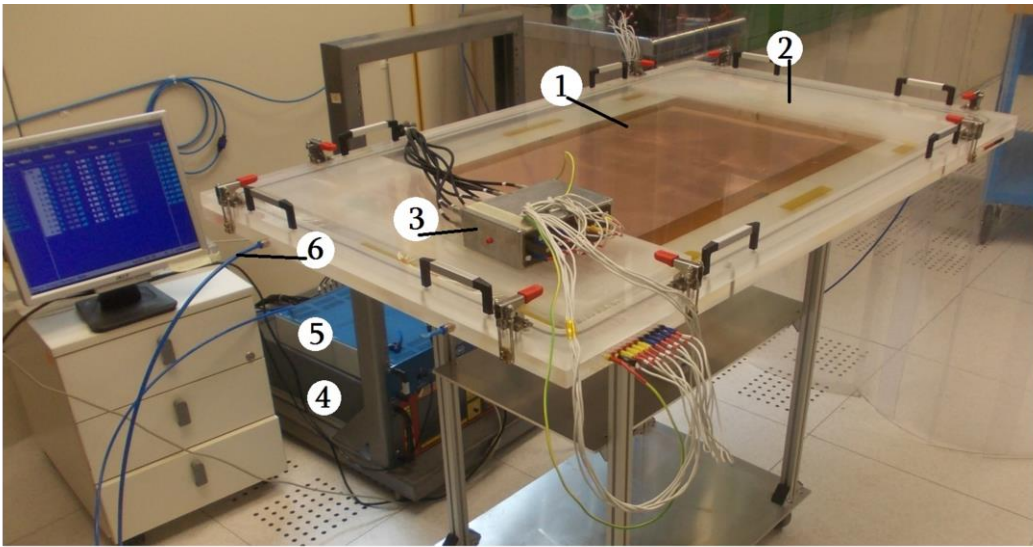


სურ.20-12. GEM ფირის ზედაპირის დეფექტები

GEM -ფირის მაღალძაბვური ტესტირების მთავარი ამოცანა.

როგორც აღვნიშნეთ, ფირის ვიზუალური დათვალიერება ხდება პირველ ეტაპზე. შეუიარაღებელი თვალი აქ ვერ გამოგვადგება - ზედაპირის დათვალიერება ხდება მიკროსკოპით. სურ.20-12-ზე მოცემულია ფირის ზედაპირის დეფექტები, რომლებიც უკვე ვიზუალური დათვალიერების ეტაპზე იქნა აღმოჩენილი.

GEM ფირთან მუშაობა ტარდება სუფთა, კლიმატიზირებულ ოთახებში. მათი მაღალ დაზვავზე ტესტირებისათვის სპეციალურად შექმნილია პლასტიკური



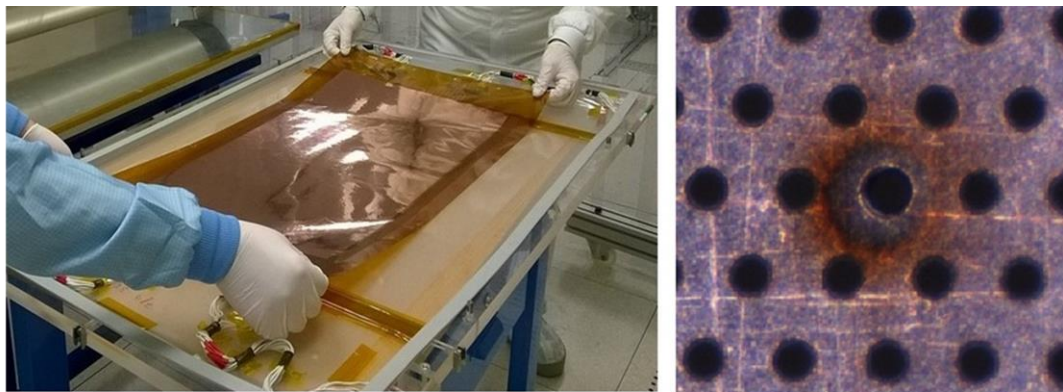
სურ.20-13. GEM ფირის დაზვავზე შესამოწმებელი სტენდი. 1- GEM ფირი; 2-გამჭვირვალე ჰერმეტიკული ბოქსი; 3-დაზვის გამანაწილებელი; 4-მაღალი დაზვის წყარო CAEN; 5-ნანომპერმეტრი; 6-აზოტის გადინების არხი.

გამჭვირვალე ბოქსი, რომელშიც ეფინება ფირი, უერთდება გამომყვან კონტაქტებს და შემდგომ ეს ბოქსი იხურება ჰერმეტიკულად, სპეციალური ჩამჭერების საშუალებით მთელ პერიმეტრზე. ტესტირება ტარდება გამავალი სუფთა აზოტის გარემოში, რაც ხვრელებთან მტვრის ნაწილაკების, ნესტისა და ჟანგბადის მოხვედრას გამორიცხავს (მაღალ დაზვასთან მუშაობისას ტენიანობა 8%-ზე დაბალი უნდა იყოს). სურ.20-13-ზე ნაჩვენებია ტესტირების სტენდი, პლასტიკურ ბოქსში მოთავსებული შესამოწმებელი ფირით.

ფირის სპილენძის შრიან ზედაპირს ერთი მხრიდან ედება მაღალი დაზვა CAEN-მრავალარხიანი დაზვის წყაროდან. მეორე მხარის სპილენძის შრე ნულოვან პოტენციალზეა. დაზვის გზაზე ჩართულია ასევე ნანომპერმეტრი. დაზვისა და გაჟონვის დენის სიდიდეები LABVIEW პროგრამით მომზადებული პაკეტის საშუალებით იწერება მონაცემთა ბაზაში. დაზვის მატება ხდება ჯერ მცირე ბიჯებით (20-30 ვ) 300 ვოლტამდე, შემდეგ უფრო დიდი ნახტომებით (50-100 ვ) 600 ვოლტამდე. ფირი მოწმდება ნომინალი დაზვის ორმაგ სიდიდეზე. ტესტის განმავლობაში GEM-ფირის ყოველ მიკროსექტორზე მოწმდება გაჟონვის დენი დაზვების ყოველ საფეხურზე. 600 ვ დაზვაზე ფირი 30 წთ განმავლობაში ჩერდება შესაძლო დეფექტის (გარღვევა, მაღალი გაჟონვის დენი) გამოსავლინებლად. ხვრელებში ნაპერწკლის გაჩენა შეიძლება იყოს ერთჯერადი - ეს საფრთხეს არ წარმოადგენს, მაგრამ ამის შემდეგ ოპერატორი აკვირდება ამ ადგილს. თუ ნაპერწკალი ისევ იქ განმეორდა, ეს ფირის დეფექტზე მიანიშნებს. ერთი 40-მიკროსექტორიანი ფირის შემოწმებას 1 დღე სჭირდება. დაზვის ტესტებმა სხვადასხვა დროს რამდენიმე სახის ტექნიკური წუნი გამოავლინა, რომელიც რესტავრაციას არ ექვემდებარებოდა. ძირითადად ეს ხვრელში გარღვევაა - ფირის აეროზოლური რეცხვა ამ დეფექტს ვერ აწესრიგებს. ხოლო მტვრის ნაწილაკით

გამოწვეული დროებითი გარღვევები ან გაჟონვის დენები აზოტის 5-ატმ წნევიანი ჭავლით, ან აეროზოლური რეცხვით სწორდებოდა და ფირი უბრუნდებოდა სამუშაო არეს.

ამის შემდეგ ფირი სათანადო მოპყრობის შემთხვევაში აღარ საჭიროებს მაღალი ძაბვის ტესტს და კამერაში ინსტალირების წინ მხოლოდ მარტივ შემოწმებას გადის ომმეტრის საშუალებით. სურ.20-14-ზე ნაჩვენებია ფირის ხვრელი, რომელიც მაღალ ძაბვაზე ელექტრულ გარღვევებს (ნაპერწყლებს) იძლეოდა. ეს ფირი მთლიანად დაწუნებული იქნა, რადგან ეს ერთი წერტილი მთელი ფირის პარალიზებას მოახდენდა რეალურ დეტექტორში.



სურ.20-14. GEM ფირის შესამოწმებელ სტენდში მოთავსების მომენტი (მარცხნივ); ფირის დეფექტური უბანი ელექტრული გარღვევით. ხვრელის დიამეტრი 90 მიკრონია.

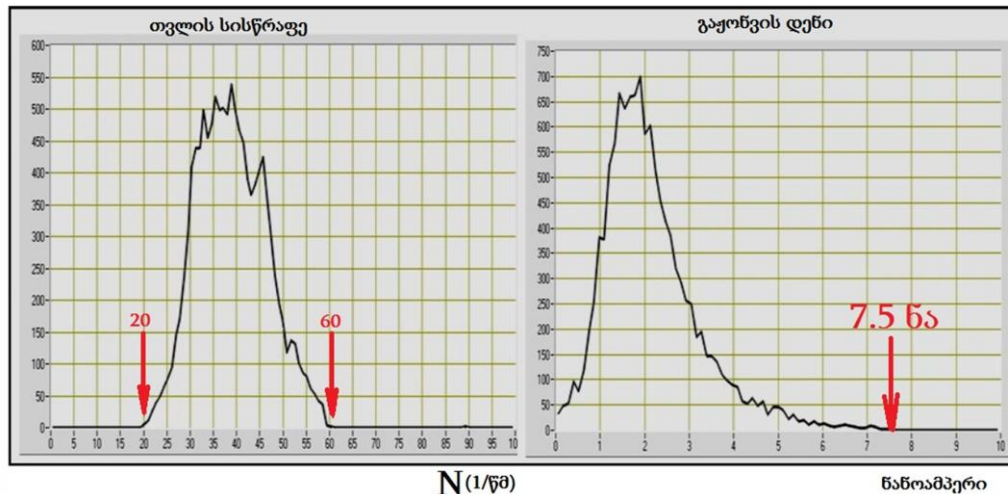
მოცემული კამერის აწყობის ტექნოლოგია მის დაშლას და რესტავრაციას არ ითვალისწინებს - ცალკეული ელექტროდები ერთმანეთს ორკომპონენტიანი წებო-არალდიტით ეწებება, ამიტომ ამგვარი დეფექტის „შეპარვა“ სამუშაო მოცულობაში უნდა გამოირიცხოს.

მეორე მაგალითად შეგვიძლია მოვიყვანოთ „ატლას“-ექსპერიმენტის დრეიფული კამერების ალუმინის მთვლელ-მილაკების ტესტირების სტენდი [20-7]. აქაც, საერთო კამერაში სამუდამოდ შეწებებამდე ცალკეული მილაკები სხვა მრავალ ტესტებთან ერთად გადიან მაღალ ძაბვაზე (3200 ვ) შემოწმებას სრულ სამუშაო რეჟიმში. დარბაზის კედელზე დამაგრებულია მილაკების ჩასადები კრონშტეინები, რომელთა



სურ.20-15: მაღალი ძაბვის სტენდი

მკაცრი იუსტირება მილის დეფორმაციას გამოიწვევს [სურ.20-15]. ერთდროულად, სამივე დონეზე შესაძლებელია 96 მილაკის ტესტირება. მოწმდება გაჟონვის დენი, ასევე მილის მთვლელი მახასიათებელი ძაბვასთან მიმართებაში. მაღალი გაჟონვის დენი მთვლელის დაწუნების საფუძველია. დასაშვები მაქსიმუმი 7.5 ნანომპერია ორმაგი გაზური გაძლიერების შესაბამის ძაბვაზე, ხოლო თვლა სამუშაო ძაბვაზე უნდა იყოს 20÷60 ნაწ/წმ დიაპაზონში [20-7, 20-5].



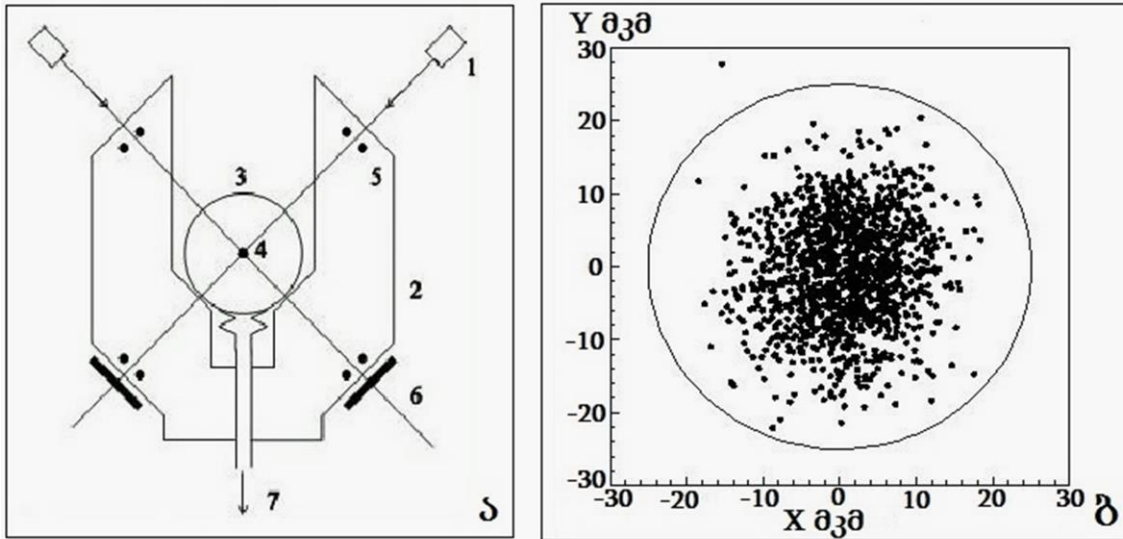
სურ.20-16: მაღალი ძაბვის სტენდზე მიღებული კოსმოსური სხივების თვლის სისწრაფე და მილაკებიდან გაჟონვის დენების გრაფიკები

დრეიფული მილაკები პოზიციებზე განთავსებისას ერთი მხრიდან ერთვებიან სიგნალის მიღების წრედში, მეორე მხარე კი მაღალი ძაბვის გამანაწილებელია. სამუშაო გაზისა და მოსამზადებელი დროის ეკონომიის მიზნით მილაკების შიგთავსი ჯერ ვაკუუმური ტუმბოთი „სუფთავდება“, შემდეგ კი ხდება გაზის ნარევის ($Ar + 7\%CO_2$) შეშვება სამუშაო, 3 ატმ. შიდა წნევამდე. გაჟონვის დენი 1 ნანომპერი სიზუსტით იზომებოდა, ამიტომ სამუშაო ოთახში საჭირო იყო დაბალი ტენიანობის (<40%) შენარჩუნება, რადგან მილაკებთან მიერთებული წინაგამაძლიერებლები ღია სივრცეში იყო განთავსებული. ერთი პარტია მილაკების ტესტირება 4-5 საათი გრძელდებოდა. სისტემა ავტომატურ რეჟიმში ახდენდა გაჟონვის დენის კონტროლს და მაღალი მაჩვენებლის შემთხვევაში ძაბვის განრთვას. გაჟონვის დენის შესასწავლად 3400 ვ ძაბვა გამოიყენებოდა, მთვლელი მახასიათებლების მისაღებად კი 3200ვ. ძაბვის მატების ბიჯი სეანსის პერიოდში 200 ვოლტს შეადგენდა.

სურ.20-16-ზე მოცემულია მაღალი ძაბვის სტენდის მუშაობის შედეგები კოსმოსურ სხივებზე მილაკების გაჟონვის დენისა და მთვლელი მახასიათებლების გამოსარკვევად. წუნის რაოდენობამ 0,4% შეადგინა [20-18].

• რენტგენული სხივების სტენდები

რენტგენული სხივების ღრმა გამჭოლისუნარიანობა დეტექტორულმა ტექნოლოგიებმა მაღალ დონეზე აითვისა ტესტირების მიმართულებაში. მეთოდი



სურ.20-17: ა) სასიგნალო მავთულის დრეიფულ მილაკში პოზიციის გაზომვის სქემა. 1 – რენტგენული გამოსხივების წყარო, 2 - V-ფორმის საყრდენი ბლოკი, 3 - დრეიფული მილაკი, 4 - ანოდი, 5 - რეპერული მავთულები, 6 - CCD-მატრიცები, 7 - ვაკუუმური მიმწოვი. ბ) მავთულების პოზიციების ორგანზომილებიანი დიაგრამა

უკვე აწყობილი დეტექტორის შემოწმებას ემსახურება, როცა მისი შიდა სივრცე უკვე დახურულია და მიკროსკოპით, ლაზერული სხივებით ან სხვა გამზომი ხელსაწყოებით შეღწევის საშუალება აღარ არსებობს. ეს, ერთი მხრივ, დეტექტორის „პასპორტიზაციის“ საფეხურიცაა. მეორეს მხრივ, გეომეტრიის სკანირების გარდა, რენტგენულ სხივებზე ხდება დეტექტორის მუშაობის ტესტირებაც. e^+e^- წყვილად კონვერტირებული γ -კვანტი, ან ემისირებული ფოტოელექტრონი დეტექტორში გამჭოლი დამუხტული ნაწილაკის იმიტირებას ახდენს, ამიტომაც შესაძლებელია დეტექტორის სამუშაო რეჟიმში ნაწილობრივი შემოწმება.

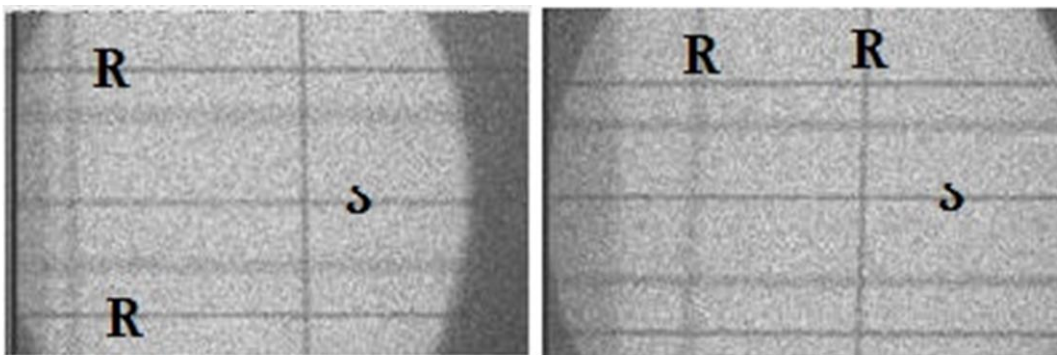
ლაბორატორიაში რენტგენული სტენდის არსებობა გარკვეული სანიტარული ნორმატივების დაცვასთან არის დაკავშირებული, ამიტომ მისი შექმნა სპონტანურად დაუშვებელია. საჭიროა პროექტის შეთანხმება უსაფრთხოების სამსახურთან, ასევე მიღება-ჩაბარების შემოწმება, აქტის შედგენა და ტექნიკური გამართულობის პერიოდული კონტროლი. აქტიური ზონა უნდა იყოს დახურული იმდენად, რომ გარეთ არ აღწევდეს არეკლილი γ -კვანტებიც კი. ზონის კარი აუცილებლად უნდა იყოს ავტომატურ ამორთვის რეჟიმზე გადების შემთხვევაში, ასევე საჭიროა სასიგნალო ნათურები, რომელიც წყაროს აქტივირებას აღნიშნავს. სამართავი პულტი დისტანციურად დაცილებულია წყაროს ზონას და ა.შ.

მავთულოვანი კამერები ძირითადად ლაბორატორიებში კეთდება. ამ დროს დიდი მნიშვნელობა აქვს პერსონალის გამოცდილებას და პასუხისმგებლობას,

ასევე ლაბორატორიის მაღალი რანგის ტექნოლოგიური აპარატურით აღჭურვას. მრავალმავთულოვან კამერაში სასიგნალო მავთულებს შორის დისტანცია კოორდინატული სიზუსტის განმსაზღვრელია, ამიტომაც მრავალმავთულოვანი კამერის პასპორტიზაციისათვის შემოწმების ეს ეტაპი აუცილებლად გასავლელია.

თვალსაჩინოებისათვის დავუბრუნდეთ „ატლას“-ექსპერიმენტის მიუონური დრეიფული კამერის აწყობის ეტაპებს - ამ კამერებიდან კოორდინატის მაღალი სიზუსტით მისაღებად რენტგენული ტესტირება ორ სხვადასხვა ეტაპზე ხდებოდა. ეს შესაძლებელი და საჭირო იყო იმიტომ, რომ თავად კამერა შედგება ცალკეული მილაკ-დეტექტორებისაგან, რომლებიც დამოუკიდებელი ელემენტები არიან თავიდან, სანამ კამერის სახით შეწყობებიან და ამ პროცედურამდე მათი რიცხვიდან წუნის გამორიცხვა პირველი ეტაპის რენტგენული სკანერის საშუალებით აუცილებელი პროცედურაა.

მიუონური კამერების ხარისხის კონტროლის ჯგუფის მიერ შემუშავებული იქნა [20-5] მილაკ-მთვლელებში (სურ.15-17) მავთულის პოზიციის დასაშვები „კორიდორი“ თავსარქველის ყალიბრული ზედაპირის წრის ცენტრის მიმართ ($R < 24$ მკმ), საიდანაც გადახრის შემთხვევაში მილაკი წუნდებულად ითვლებოდა და შემდგომ გამოყენებიდან ვარდებოდა.



სურ.20-18: დრეიფული მილაკის რენტგენოგრამა. ა- ანოდი, R რეპერული მავთულები.

მილაკ-მთვლელების ტესტირების რენტგენული სტენდის მთავარი ნაწილი რადიაციისაგან დამცავი ტყვიის ფურცლებით ამოჭედილი გამზომი კარადაა. მთვლელის გასაზომი ნაწილი ოპერატორისა და ავტომატური მოწყობილობების საშუალებით თავსდება ორი გადაძვეთი სხივის გზაზე მოთავსებულ სადგამზე, რომლის ქვეშ მოთავსებულია დიდი სიზუსტის რეპერული მავთულები - მათთან მიმართებაში ხდება ანოდური მავთულის პოზიციის აღდგენა (სურ.20-17ა,18). ამ დროს სხივის კონის ძლიერი კოლიმირება არაა საჭირო - მან უნდა დაგვანახოს ნორმიდან შორს გადახრილი ანოდებიც. გამოსახულება CCD-მატრიცების საშუალებით იკითხება და გადაეცემა კომპიუტერს კოორდინატების აღსადგენად. მთვლელის თავსარქველის ექსპონირება 2-ჯერ ხდება - მეორედ მილაკის 180⁰-ით დატრიალებით, რათა სივრცული სურათი აღდგეს. ცენტრიდან გადახრა კი გამოითვლება გეომეტრიულად:

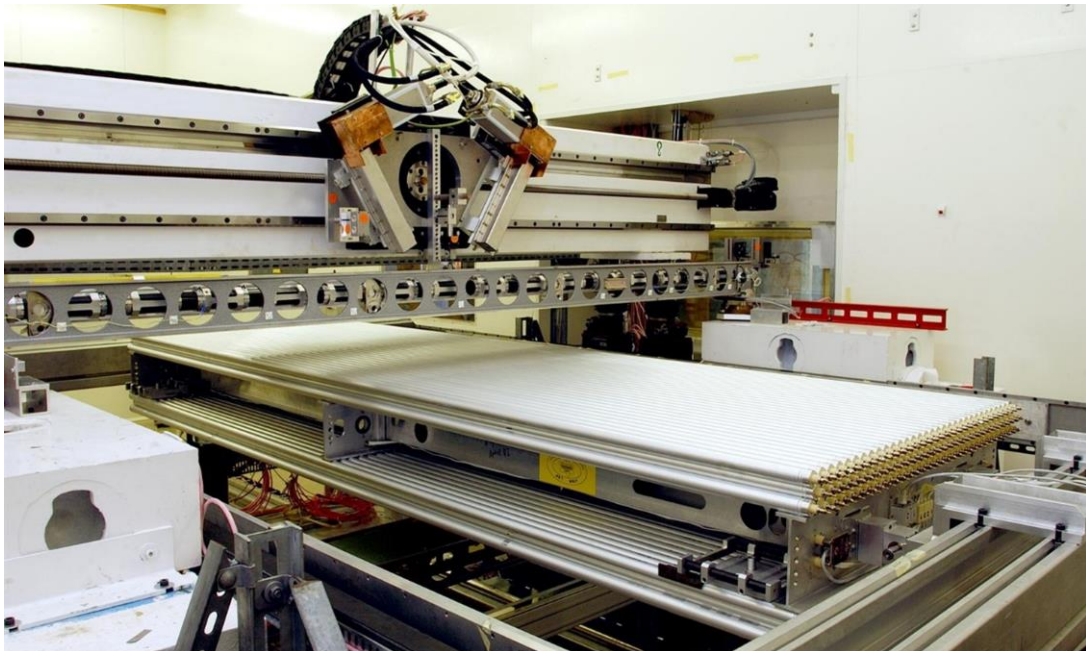
$$R = \sqrt{\left(\frac{X_{180} - X_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{Y_{180} - Y_0}{2}\right)^2} \quad [20-13]$$

სურ.20-17ბ-ზე მავთულების პოზიციების ორგანოზომილებიანი დიაგრამაა. წრე 24 მიკრონიან ზონას საზღვრავს. ამ დიაგრამის სტატისტიკაში (650 მთვლეელი) 1 დეტექტორი აღმოჩნდა ნორმის გარეთ. გაზომვის სიზუსტე 2 მიკრონის ფარგლებში იყო [20-8, 20-20].

სურ.20-18-ზე მოცემულია CCD-კამერებიდან მიღებული ანოდისა და რეპერული მავთულების ჩრდილები - რენტგენოგრამები.

აღნიშნული სტენდი მარტივია იმ თვალსაზრისით, რომ მასში წყარო, რეპერული ელემენტები და გასაზომი ობიექტი ფიქსირებულია. კამერის შემთხვევაში დიდი ფართობის სკანირებაა საჭირო, ამიტომ უკვე სხვა ტექნოლოგია და გაზომვის ლოგიკა ერთვება საქმეში.

რთულ ექსპერიმენტულ დანადგარებში ყოველი დეტექტორი დამზადებისას უნდა აღიჭურვოს რეპერული წერტილებით. ეს ე.წ. ნულოვანი კოორდინატებია, რომლებიც გამოთვლით პროგრამებში ფიქსირდება და დეტექტორიდან მიღებულ კოორდინატებს საერთო ათვლის სისტემაში გადაიყვანს.



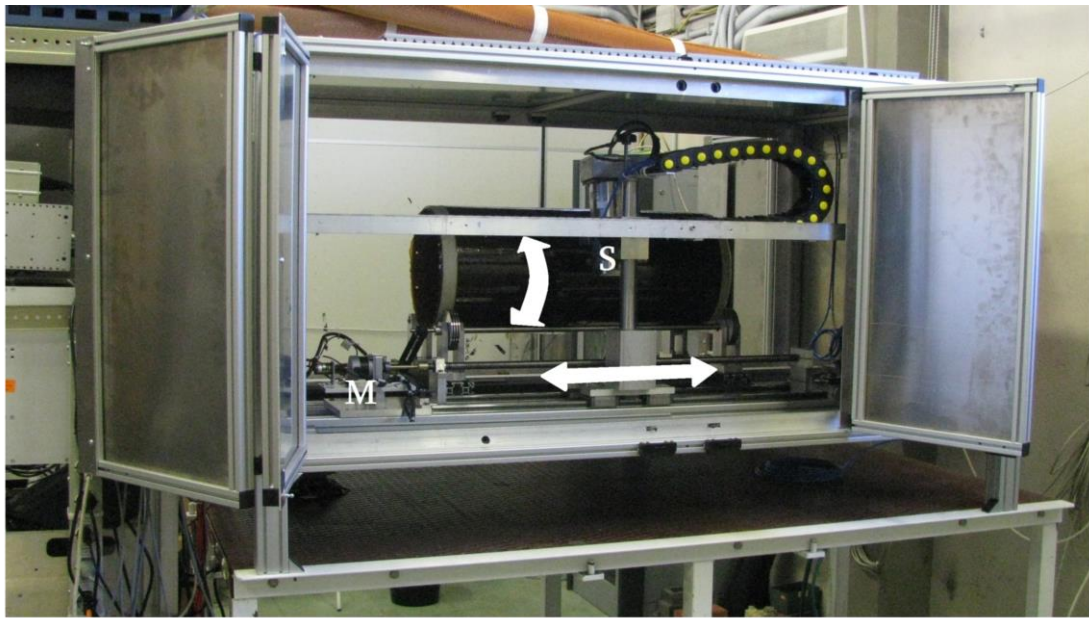
სურ.20-19: ცერნის რენტგენული ტომოგრაფით კამერის სკანირება (2000 წ.)

მავთულოვანი კამერიდან მიღებული სიგნალი იძლევა ნაწილაკის გავლის კოორდინატას მთვლელის ანოდური მავთულის მიმართ. ეს წერტილი პირველ რიგში უნდა „შეიკეროს“ ამავე კამერის შიგნით, რისთვისაც აუცილებელია თავად კამერის შიდა გეომეტრიის ზუსტი განსაზღვრა რეპერული წერტილების მიმართ.

იგივე დრეიფული მილაკებისაგან შეწყებებული კამერა მილაკების 6 შრეს შეიცავს. ანოდურ მავთულებს შორის დისტანცია ≈ 20 მიკრონის სიზუსტით უნდა იყოს დაცული [20-5]. რენტგენული ტესტირებისათვის შემოთავაზებული იყო ორი მეთოდი [20-9]: აქტიური - როცა გასაზომი კამერა ერთვება სამუშაო რეჟიმში მაღალ ძაბვაზე, კოლიმირებული რენტგენის სხივი გადაადგილდება მავთულების მიმართულების პერპენდიკულარულად. წყაროს კოორდინატა ფიქსირდება მაღალი სიზუსტის მიკრობიჯური მოტორების დახმარებით. მავთულის მდებარეობა ამოიცნობა ანოდური სიგნალის მატებით - γ -კვანტები მავთულზე

დაჯახებისას ბადებენ ფოტოელექტრონებს უფრო მეტს, ვიდრე გაზის ატომების შემთხვევაში. ამ სიგნალის მატების კოორდინირება მოტორით განსაზღვრულ წყაროს მდებარეობასთან მაღალი სიზუსტით განსაზღვრავს ანოდურ მავთულებს შორის ბიჯს. მეორე - პასიური მეთოდი არ საჭიროებს დეტექტორის მუშაობის აქტივიზირებას. ამ დროს კილიმირებული სხივი, გაივლის რა გაზსა თუ მავთულში, სხვადასხვანაირად შთანთქმება და კამერის შემდეგ განთავსებული ფოტომიმღები (სცინტილატორული მთვლეელი) აფიქსირებს ამ სხვაობებს (მავთულის ადგილას ინტენსივობის „ჩავარდნა“), წყაროს კოორდინატა კი აქტიური მეთოდის მსგავსად, მიკრობიჯური მოტორებით განისაზღვრება.

ცერნის ლაბორატორიაში შექმნილი იყო საბოლოო აწყობის შემდეგ დეტექტორის პასპორტიზაციის სტენდი [20-10]. კამერის სკანირებას ახდენდა რენტგენული სხივების წყაროები, რომლებიც კამერის განივად გადაადგილდებოდა და აფიქსირებდა ყოველი სასიგნალო მავთულის გეომეტრიულ კოორდინატას ამ კამერის რეპერული წერტილების მიმართ (სურ.20-18). ტესტირებისათვის გამოიყენებოდა პასიური მეთოდი. დანადგარის კამერების საერთო რაოდენობა 1200-ზე მეტია, ამიტომ არჩევითი მეთოდით მოხდა კამერების ნაწილის ტესტირება, რითაც ჩატარდა კამერის მწარმოებელი ინსტიტუტების წარმოების ხარისხის კონტროლი. სტენდზე იზომებოდა არა მარტო კამერის ანოდებს შორის დისტანცია. აგრეთვე პარალელურად ჩატარდა ფართოფორმატიანი კონსტრუქციის გრავიტაციული ჩაზნექის და მისი კომპენსაციის მექანიზმების შემოწმებაც, რაც კოორდინატული სიზუსტის კიდევ ერთი შემადგენელი ნაწილია დიდი ზომის კამერების შემთხვევაში.



სურ.20-20: რენტგენული სტენდის შიდა არე ცილინდრული კამერის პროტოტოპით. M - მიკრობიჯური მოტორები, S - სხივების წყარო. ისრებით ნაჩვენებია წყაროს გადაადგილებისა და კამერის მობრუნების შესაძლებლობები

როგორც დასაწყისში აღვნიშნეთ, რენტგენულ სხივების სტენდზე არა მარტო გეომეტრიის სიზუსტის შემოწმება ხდება. დეტექტორმა შეიძლება იმუშაოს სამტატო, რეგისტრაციის რეჟიმში. კოლიმირებული სხივი, ხვდება რა

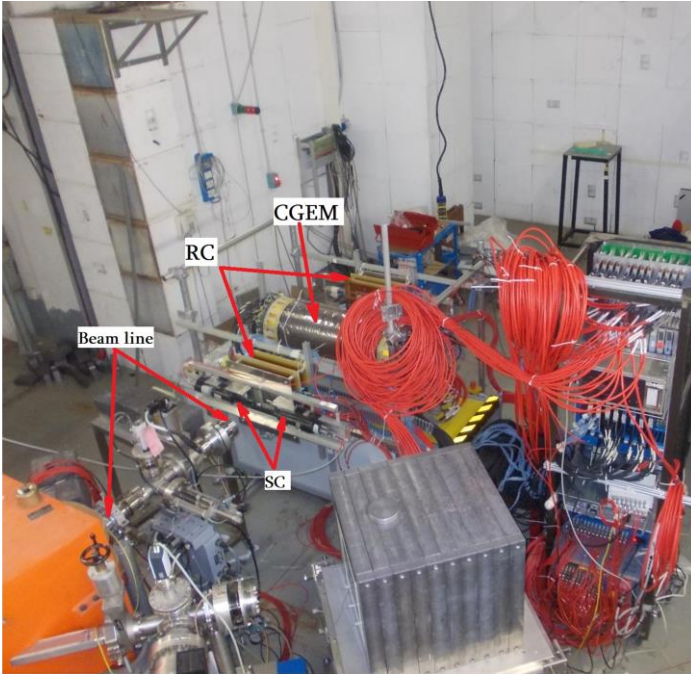
დეტექტორის აქტიურ ზონაში, ახდენს კონვერსიას ან ფოტოელექტრონების ემისიას, რასაც დეტექტორი აფიქსირებს, როგორც გამჭოლი დამუხტული ნაწილაკის გავლას და იძლევა სიგნალს. ამ გზით შეიძლება ჩატარდეს მთელი აქტიური ზონის სკანირება, თუკი წყაროს გადავადგილებთ 2D სიბრტყეში. ეს ერთგვარი ჩანაცვლებაა კოსმოსური სხივებით სკანირებისა - უფრო სწრაფი სტატისტიკის დაგროვების მხრივ, თუმცა ენერგეტიკულად უფრო შეზღუდული. ტესტირების მიზანი შეიძლება იყოს მიმღები ელექტრონიკის შემოწმება დაბალ დატვირთვაზე, ასევე კამერის საკონტაქტო შეერთებების სრული შემოწმება - წყვეტის შემთხვევაში სიგნალების ჩავარდნას ექნება ადგილი შესაბამის ჰისტოგრამებზე.

სურ.20-20-ზე მოტანილია ქ.ფრასკატის (LNF, INFN, იტალია) ლაბორატორიული სტენდის ფოტო ცილინდრული GEM კამერების ტესტირებისათვის. მიკრობიჯური M-მოტორებით არის საშუალება რენტგენული წყარო (S) გადაადგილდეს ცილინდრული კამერის სიგრძეზე, ან თავად კამერა მცირე კუთხეზე მოტრიალდეს (რის საშუალებასაც კაბელური სისტემა იძლევა) - მეორე კოორდინატის მისაღებად.

სტენდის კარადა, რომლის შიგთავსიც ფოტოზეა წარმოდგენილი, დამზადებულია ალუმინის პროფილებისა და 4 მმ სისქის ფურცლებისაგან. იმ მხარეს, საითაც უშუალოდაა მიმართული რენტგენის სხივი, დამატებით კედელს უჟანგავი ფოლადის 3 მმ სისქის ფურცელი ეფარება. კედლების სისქეები წყაროს სიმძლავრის მიხედვით უნდა გაანგარიშდეს. კარადის კარის გაღებისას ავტომატურად ითიშება რენტგენული სხივების წყაროს მკვებავი მაღალი ძაბვა. წყაროს გაცივება გამდინარე წყლის ნაკადით ხდება. რომლის წნევის დაწევა ასევე იწვევს სისტემის გამორთვას. კაბელების გამოყვანა შიდა არედან გარეთ ზიგზაგურად განთავსებული საკაბელო არხებითაა ორგანიზებული, რაც გამორიცხავს გაფანტული γ -კვანტების გარეთ გამოღწევას.

- დეტექტორის ტესტირება ამაჩქარებელზე

ეს არის მზა დეტექტორის საბოლოო შემოწმება სამუშაო რეჟიმში, ექსტრემალურ პირობებში - ამ დროს ხდება დეტექტორის სამუშაო მახასიათებლების საბოლოო დაზუსტება.



სურ.20-21: ცილინდრული CGEM კამერა ქ.ფრასკატის ამაჩქარებლის ტესტურ დარბაზში

ამაჩქარებელზე ტესტირის ვერსიად შეიძლება ჩატარდეს - ნაწილაკთა კონაზე, ან კონის გვერდით - თანმხლებ ნაწილაკთა ფონზე.

ნაწილაკთა კონა, გამომავალი ამაჩქარებლიდან და მიმართული ფიქსირებულ სამიზნიანი ექსპერიმენტული დანადგარებისკენ, არაა შედგენილი მხოლოდ სეპარირებული სასურველი ნაწილაკებისაგან. კონას ყოველთვის ახლავს ე.წ.

„ჰალო“-ნაწილაკები (ძირითადად მიუონები) - სხვანაირად რომ ვთქვათ, კონა დანაგვიანებულია თანმხლები მიუონებით. მაღალი

გამჭოლისუნარიანობა მიუონებს საშუალებას აძლევს დაუძვრეს კონის გზაზე განთავსებულ ბარიერებს - მაგნიტებს, კოლიმატორებს, სხვადასხვა დეტექტორებს. ეს ექსპერიმენტული დანადგარისათვის ფუჭი ფონია, სამაგიეროდ დეტექტორის ტესტირებისათვის ამგვარი მიუონები საკმაოდ კარგი საშუალებაა - შესაძლებელია დეტექტორის სრული აქტიური არეს დიდი ინტენსივობით დასხივება და მუშაობის სრული შესწავლა.

ამაჩქარებლის მუშაობა ძალიან ძვირი პროცესია, ცალკე ტესტირებისათვის ამ დანადგარს არ ამუშავებენ, მაგრამ რომელიმე ექსპერიმენტის მუშაობისას შესაძლებელია მომზადდეს სტენდი, რომელიც დაიდგმება მოქმედი დანადგარის შემდეგ და ჩაატარებს ტესტირებას ან ურთიერთქმედების გარეშე გამავალ ძირითად კონაზე, ან „ჰალო“-ნაწილაკებზე. მთავარია ამ დროს ტესტირება მოხდეს ექსპერიმენტული დანადგარიდან იმდენად მოშორებით, რომ ძირითადი ურთიერთქმედების შედეგად დაზარებული მეორადი ნაწილაკები აღარ მოხვდნენ საცდელ კამერაში - მათი მრავალფეროვნება სურათს გააფუჭებს.

დასმულ ამოცანის მიხედვით დგინდება, თუ რომელ მეთოდს ავირჩევთ. თუ გვინტერესებს საერთო დასხივება გამჭოლი ნაწილაკების ენერგიების ცოდნის გარეშე, მაშინ ვიმუშავებთ „ჰალო“-ზე. კონის ნაწილაკთა შემადგენლობა, ენერგია-იმპულსი მკაცრად განსაზღვრულია. თუ მაფოკუსირებელი მაგნიტიც არის კონის გზაზე, მაშინ გვაქვს იდეალური წერტილოვანი წყარო ფაქიზი ეფექტების შესასწავლად.

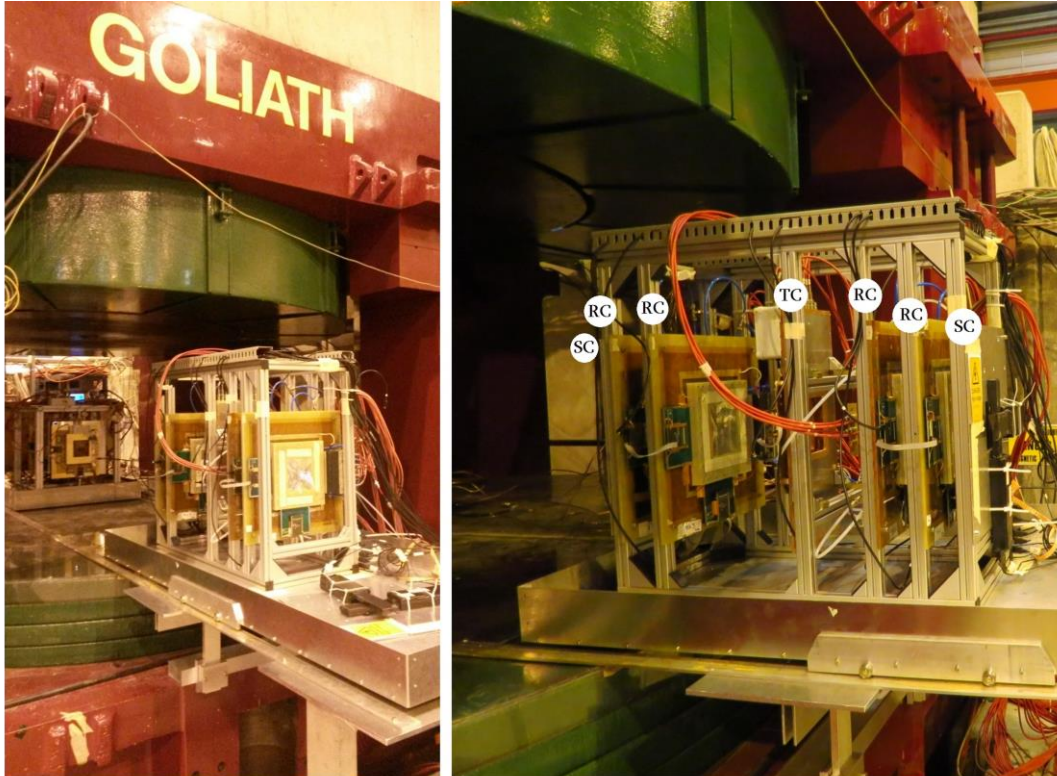
დეტექტორის მუშაობის სრული შესწავლისათვის სასურველია კონის გზაზე ფართოჭრილიანი მაგნიტის არსებობა - ამ დროს დეტექტორში მოძრავ მუხტებზე მოქმედი ლორენცის ძალის მიერ გამოწვეული ეფექტები შეისწავლება.



სურ.20-22: ცერნის SPS ამაჩქარებლიდან გამომსვლელი არხების დარბაზი. მარცხნივ GOLIATH-მაგნიტის ტესტური უბანია.

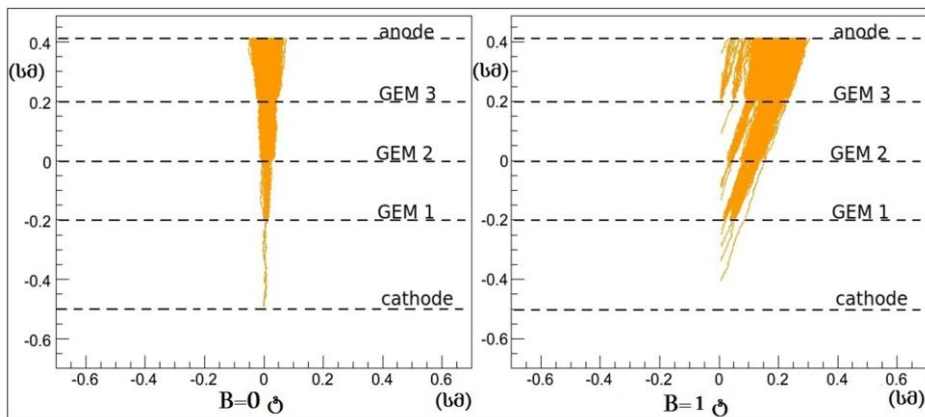
მრავალ ამაჩქარებელს აქვს სპეციალური არხი, რომელშიც ნაწილაკები სწორედ დეტექტორების ტესტირებისათვის გადაისროლება. ეს ხდება მიმდინარე ექსპერიმენტების მოქმედების პარალელურად. ტესტ-არხში გადადის ინტენსივობის მცირე ნაწილი. ამ დროს ეს არხი სრულადაა გაწყობილი მაგნიტური ლინზებით და ნაწილაკთა კონის მაკონტროლებელი ელემენტებით, რაც ვიწრო დამცემი კონის მიღების საშუალებას იძლევა,

სურ.20-21 წარმოდგენილია ქ.ფრასკატის (LNF, INFN, იტალია) ტესტირების დარბაზის ხედი. ამგვარი დარბაზის ორგანიზება მოსახერხებელია იმით, რომ უკვე სტაციონალურადაა სხვადასხვა ტექნიკური საკითხები მოგვარებული - ნაწილაკთა კონასთან კავშირი, ტრიგერირება, მმართველი პულტი დარბაზიდან მომორებით, ძირითადი საკაბელო მეურნეობა ორგანიზებულია და ა.შ. ამ დროს ტესტის მომზადება გულისხმობს მხოლოდ კონკრეტული დეტექტორის ტესტირებისათვის გაწყობას. სამწუხაროდ, ამ დარბაზს დიდჭრილიანი მაგნიტი არ აქვს. სურ.20-21 ასახავს KLOE2 ექსპერიმენტის შიდა დეტექტორის, CGEM კამერის ტესტირების მომენტს ამაჩქარებლის არხიდან გამომავალ ელექტრონულ კონაზე. კამერა მოთავსებულია რეპერულ კოორდინატულ კამერებს (RC) შორის. ტრიგერული გაშვება ხორციელდება კამერების წინ განთავსებული სცინტილაციური მთვლელების (SC) თანხვედრის სქემიდან.



სურ.20-23: კამერების ტელესკოპი ამაჩქარებლის კონის ტესტზე (ცერნი, 2015 წ.)

ამ ტესტ-დარბაზში შესაძლებელია კამერის სამუშაო რეჟიმში წინაგამამრავლებელი ელექტრონიკის მუშაობის შესწავლა, ასევე 3D-მოდრავი მაგიდა კამერის სრული დასხივების საშუალებას იძლევა.



სურ.20-24: ელექტრონული ღვარის გადახრა მაგნიტურ ველში, მოდელირებული GARFIELD პროგრამით GEM კამერისათვის

ცერნის ტესტურ დარბაზში (სურ.20-22) ადრონულ კონაზე დეტექტორების ტესტირება საკმაოდ მოთხოვნადია, ამიტომ აქ სამუშაოდ სპეციალურად დგება გრაფიკი სხვადასხვა ჯგუფებისათვის. GOLIATH-მაგნიტის 1 მეტრიანი ჭრილი დიდ საშუალებებს იძლევა. მაგნიტური ველი (1 ტესლა) ვერტიკალურადაა მიმართული. სურ.20-23-ზე ნაჩვენებია ბრტყელი GEM კამერების ტესტირების ეტაპი. ალუმინის პროფილებიანი კონტრსტრუქცია ნაწილაკთა გზაზე 7 სიბრტყეს

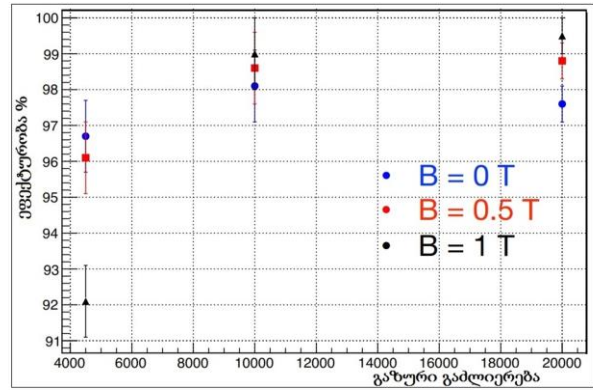
აერთიანებს: SC -ორი გამზვები სცინტილატორი, უკვე კარგად შესწავლილი 4 რეპერული კამერა RC და შუაში მოთავსებული საცდელი კამერა TC.

ლორენცის ძალის ქმედებით კოორდინატის წანაცვლების მასშტაბის გასარკვევად შეისწავლებოდა ეფექტები 0.5 და 1 ტესლა მაგნიტური ველებისათვის.

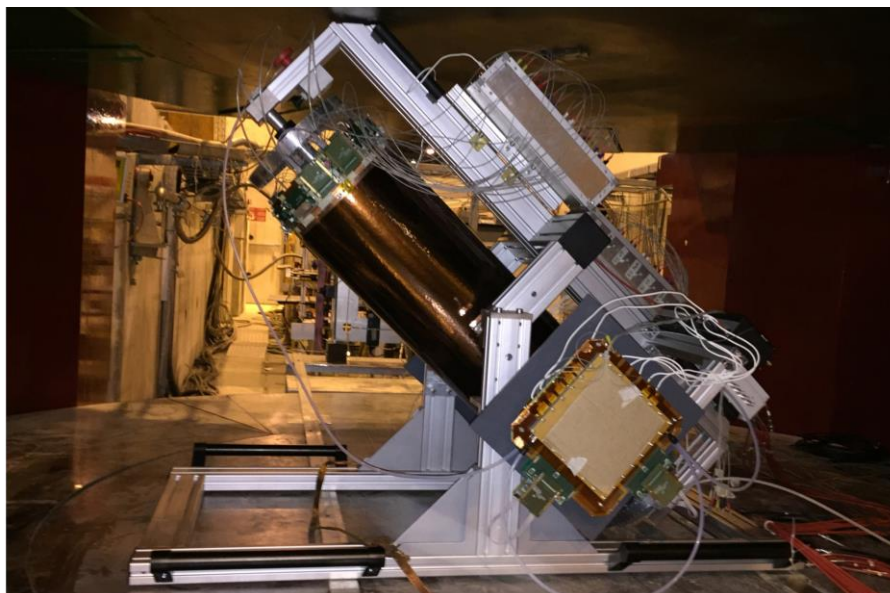
სურ.20-24-ზე წარმოდგენილია მუხტის გადახრის სურათი GEM-დეტექტორში, მოდელირებული GARFIELD-

პროგრამული პაკეტით, გამოწვეული კამერის გეომეტრიაში 1 ტესლა მაგნიტური ველის ზემოქმედებით, ასევე მუხტის მოძრაობა ველის გარეშე. როგორც ვხედავთ, მაგნიტურ ველში წანაცვლებასთან ერთად მოსალოდნელია ანოდზე მოსული მუხტების ლაქის გადიდება, რაც კოორდინატის აღდგენის სიზუსტეს აუხეშებს. ეს ეფექტი სრულად დადასტურდა [20-11].

სურ.20-25 აჩვენებს ტესტის კიდევ ერთ შედეგს - მაგნიტური ველის ცვლილება მაღალი გაძლიერების კოეფიციენტისათვის კამერის რეგისტრაციის ეფექტურობაზე გავლენას არ ახდენს - ეს GEM კამერის საიმედოობის მახასიათებელია - მიუხედავად დიდი დისტანციისა ანოდსა და კათოდს შორის, ძლიერი ელექტრული ველი ღვარის ელექტრონებს „არ თმობს“...



სურ.20-25: მაგნიტურ ველში GEM-კამერის მუშაობის შემოწმების შედეგი



სურ.20-26: BESIII ექსპერიმენტის (IHEP, პეკინი) ცილინდრული GEM კამერის პროტოტიპის ტესტირება ცერნის ამაჩქარებელზე.

სურ.20-26-ზე წარმოდგენილია ხედი ცერნის ამაჩქარებელის GOLIATH-მაგნიტის შახტიდან ცილინდრული GEM კამერის პროტოტიპის ტესტირებისას.

• დეტექტორის დაძველების ტესტი

ერთ-ერთი უსიამოვნო მოვლენა დეტექტორთან მუშაობისას ეს მისი დაძველების პროცესია. ამ საკითხის უგულვებლყოფა პროექტირება-შექმნის პროცესში არ შეიძლება, როცა პროექტირებადი ექსპერიმენტი რამდენიმე წელზეა გათვლილი.

როგორც წესი, დეტექტორი რიგში მუშაობს მაღალი რადიაციის პირობებში. ამას გარდა აქტიური ელემენტები მაღალი ძაბვის ქვეშ მუშაობენ, ადგილი აქვს ასევე ტემპერატურულ ცვალობადობას, მაღალი გაზური წნევის ქვეშ მომუშავე აპარატურაც ნუ დაგვავიწყდება. ამ ექსტრემალური პირობების ზემოქმედებით შეიძლება დეტექტორი გამოვიდეს სამუშაო რეჟიმიდან, ან უფრო უარესი - ის ფიზიკურადაც დაზიანდეს.

ყველაზე მარტივი მაგალითი ამ მხრივ სცინტილატორული მთვლელის დაძველებაა. ლაბორატორიაში მთვლელი არაა ექსტრემალურ პირობებში, ხოლო ექსპერიმენტულ დანადგარში უკვე მარტივი პლასტიკური სცინტილატორები აღარც გამოიყენება, რადგან გამოსხივების შედეგად მათი შუქგამტარობა საგრძნობლად ეცემა და ეფექტურობა იკარგება. ეს შეუქცევადი პროცესია.

იგივე პრობლემები უდგას წინ ნახევარგამტარულ დეტექტორებს. ურთიერთქმედების წერტილის გარშემო ისინი შეუცვლელი დეტექტორებია თავისი სისწრაფისა და სივრცული გარჩევისუნარიანობის მხრივ. გამოსხივების ქვეშ ხანგრძლივი მუშაობა კი მათ რაღაც პერიოდის მერე გამოუსადეგარს ხდის. ამიტომაცაა, რომ მათი აუცილებელი გამოყენების შემთხვევაში დანადგარი მზადდება ისე, რომ შესაძლებელი იყოს პროფილაქტიკური სამუშაოების დროს მათი ჩანაცვლება.

უკვე ვახსენეთ, რომ დეტექტორის დაძველებას ადგილი აქვს რაღაც სამუშაო პერიოდის გასვლის შემდეგ. როგორ უნდა დავადგინოთ ამა თუ იმ დეტექტორის ამ მიმართულებით საიმედოობა? როგორ გავიგოთ, დეტექტორი, რომლის გამოყენებასაც ვაპირებთ, იმუშაებს თუ არა ექსპერიმენტული პროგრამის გასრულებამდე? ეს საკითხები ისმება ჯერ კიდევ დეტექტორის დიზაინერების წინაშე, პირველ ეტაპზე და ეს არის საფუძველი როგორც საერთოდ მოცემული ტიპის დეტექტორის არჩევისა, ასევე არჩეული დეტექტორისათვის საჭირო მასალებისა და დამზადების ტექნოლოგიის ასარჩევად.

ყოველი ექსპერიმენტის მომზადებას წინ უძღვის მოდელირება, რომელიც ფიზიკური რეზულტატის მისაღებად საჭირო სამუშაო დროს განსაზღვრავს. ამ დროს ცნობილი ხდება ჯამური რადიაციის დონე, რომელსაც დაექვემდებარება დანადგარში მოცემულ ადგილას განთავსებული აპარატურა სრული სამუშაო პერიოდის განმავლობაში. ამის შემდეგ, ამ დეტექტორის პროტოტიპი, ან მასალა, რომლისგანაც მზადდება დეტექტორი, ყოველგვარი საექვო ელემენტი საკმარისია მოვაქციოთ შესაბამისი დასხივების ქვეშ. როგორც წესი, ამგვარი მაღალი ინტენსივობები ატომურ რეაქტორებზე მიიღწევა. ლაბორატორიულ პირობებში გაზომვები რადიაქტიური წყაროდან მიღებული ბუნებრივი გამოსხივების ხარჯზეც ტარდება.

ნახევარგამტარული დეტექტორი, დამზადებული სილიკონურ ბაზაზე, რადიაციასთან მიმართებაში სუსტ მასალად ითვლება. მაღალი ინტენსივობის ექსპერიმენტებში სილიკონური დეტექტორის ნაცვლად უკვე მისი შენადნობი ან

გალიუმ-არსენიდის მასალას იყენებენ საბაზოდ. საკმაოდ ძვირი ჯდება ალმასის თხელი შრის გამოყენება ამ საქმიანობისთვის, სამაგიეროდ ამ მხრივ რადიაციული დამველებების პრობლემა უკანა პლანზე გადადის.

თანამედროვე საწარმოო ტექნოლოგიები გაზური კამერებისათვის რადიაციის მიმართ საკმაოდ მედეგ მასალებს გვთავაზობს. ამ დროს დეტექტორის მთავარი პრობლემა მის შიგნით მიმდინარე პროცესებია. გაზური განმუხტვის დროს, როცა ხდება ელექტრონ-იონური ღვარის წარმოქმნა, გვაქვს კვაზიპლაზმური მდგომარეობა. ამ დროს გაზის მოლეკულები იშლება სხვადასხვა რადიკალებად და შესაძლებელია ქიმიურად სხვა ნივთიერების წარმოქმნა, რომ აღარაფერი ვთქვათ სუფთა ნახშირბადის გამოყოფაზე. ეს ყველაფერი ეფინება ანოდურ მავთულს, ან სტრიპს, რაც საფუძველია გაზური გაძლიერების კოეფიციენტის დაცემისა, ასევე ვიწროვდება მთვლელი მახასიათებლების პლატო, წარმოიქმნება გაჟონვის დენი და სქელი ნადები უკვე გაზური განმუხტვის საფუძველიც შეიძლება გახდეს. თავად გაზი იცვლის შემადგენლობას, მაგრამ დეტექტორი მუშაობის დროს ყოველთვის გაზის ცვლის რეჟიმშია, ამიტომ ამ მხრივ ეფექტი მაშინ ხდება მნიშვნელოვანი, თუ გაზური ნარევის ცვლა არასაკმარისი სისწრაფით მიმდინარეობს.

ამრიგად, გაზური განმუხტვის დეტექტორში მთავარი პრობლემა განმუხტვის დროს წარმოქმნილი ნალექია. რაც უფრო ახლოსაა დეტექტორი ურთიერთქმედების წვეროსთან, მით მეტია დასხივების სიმძლავრე. არ უნდა აგვერიოს, რომ დეტექტორში ღვარის წარმოქმნა ხდება ყოველთვის, როცა მასში დამუხტული ნაწილაკი გადის - ეს იქნება შესასწავლი იშვიათი ურთიერთქმედება თუ ფონური რეაქცია, რომელიც არ რეგისტრირდება ტრიგერული ელექტრონიკის მიერ. ამიტომაც დასხივების გათვლისას დაბადებული მეორადი ნაწილაკების ჯამური რაოდენობის შეფასებაში უნდა შევიდეს არადრეკადი ურთიერთქმედების საერთო კვეთა და არა შესასწავლი პროცესის განიკვეთი, რომელიც აქტუალურია დანადგარის მუშაობის დროის დათვლისათვის.

დამველების შესწავლისას გამოიყენება ერთეული კულონი/სმ. ეს არის ჯამური მუხტი, რომელიც ანოდის 1 სმ მონაკვეთზე წარმოიქმნება მუშაობის განმავლობაში. არამავთულოვანი და არასტრიპული ანოდებისათვის იყენებენ კულონი/მმ² ერთეულს.

დავუშვათ, 1 სმ სისქის კამერას გადაკვეთს დამუხტული ნაწილაკი. სამუშაო ძირითადი გაზი არგონია, ამიტომ დაიბადება საშუალოდ 100 ელექტრონ-იონური წყვილი. გაზური გაძლიერებას თუ ავიღებთ 10⁴, მაშინ მუხტი, რომელსაც ერთი გამჭოლი ნაწილაკი იძლევა ანოდზე, შეადგენს 1.6·10⁻¹³ კულონს. უფრო ზოგადად თუ ჩამოვავალიბებთ ამ გათვლას, ანოდზე მოსული მუხტი ერთი გამჭოლი ნაწილაკიდან, განისაზღვრება:

$$Q_0 = q_e \cdot N_i \cdot l \cdot G \quad \{20-14\}$$

აქ q_e ელექტრონის მუხტია, G - გაზური გაძლიერების კოეფიციენტი, l - გამჭოლი ნაწილაკის საშუალო განარბენი დეტექტორის გაზში, ხოლო N_i იონიზაციის შედეგად დაბადებული ელექტრონ-იონურ წყვილთა რიცხვია სიგრძის ერთეულზე. როგორც ვხედავთ, ამ განსაზღვრებაში უკვე ფიგურირებს კამერის ზომა, ასევე გაზის ნარევის შემადგენლობა. წინასწარი გათვლების დროს

სწორედ ეს სიდიდეებია გადასასინჯი დაძველების კრიტიკული დროის შემთხვევაში.

მოდელირების პროგრამებით, როცა ცნობილია ურთიერთქმედებაში შემავალი ნაწილაკების ტიპები, იმპულსები, იოლად გამოითვლება მეორად ნაწილაკთა საშუალო რაოდენობა N_s .

არადრეკადი ურთიერთქმედებების რიცხვი ({5-4}-დან):

$$N_{ni} = L \cdot \sigma_0 \quad \{20-15\}$$

აქ σ_0 არადრეკადი ურთიერთქმედების კვეთაა, L - ამაჩქარებლის ნათება. მეორად ნაწილაკთა საშუალო მრავლობითობა 1 წამში არის

$$N_0 = M_0 N_{ni} = M_0 \cdot L \cdot \sigma_0 \quad \{20-16\}$$

M_0 არის მოცემულ ნაწილკთა მოცემულ ენერგიაზე არადრეკადი ურთიერთქმედების დროს მეორად ნაწილაკთა საშუალო მრავლობითობა.

{20-15} ტოლობა შესასწავლი ურთიერთქმედებისათვის კვეთით σ_{int} :

$$N_{int} \sim L \cdot \sigma_{int} \quad \{20-17\}$$

ეს არის 1 წამში, ხოლო T დროში დაგროვდება სრული სტატისტიკა:

$$N_{STAT} = N_{int} \cdot T \sim T \cdot L \cdot \sigma_{int}, \quad \{20-18\}$$

ანუ ექსპერიმენტის ხანგრძლივობა:

$$T \sim \frac{N_{STAT}}{L \cdot \sigma_{int}} \quad \{20-19\}$$

დროის განსაზღვრულ t პერიოდში დაბადებულ მეორად ნაწილაკთა საშუალო მრავლობითობაა:

$$\langle N_t \rangle \sim M_0 \cdot L \cdot t \cdot \sigma_0 \quad \{20-20\}$$

სრულად კი ექსპერიმენტში, სტატისტიკის დაგროვების პერიოდში დაიბადება

$$\langle N_T \rangle \sim M_0 \cdot L \cdot T \cdot \sigma_0 = M_0 \cdot N_{STAT} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma_{int}} \quad \{20-21\}$$

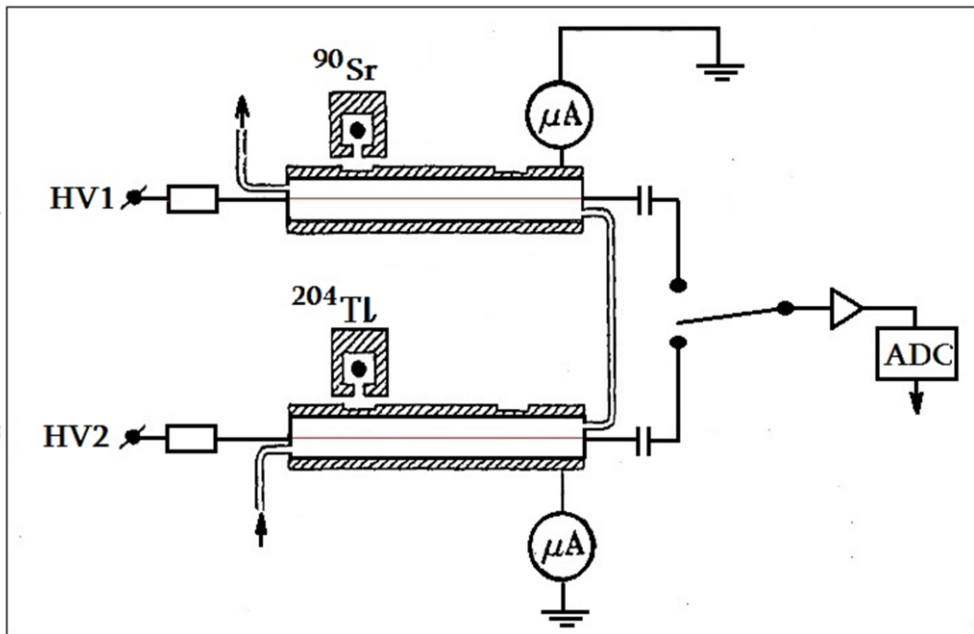
მეორადი ნაწილაკი.

ამრიგად, ჩვენ გვაქვს ექსპერიმენტის ხანგრძლივობა T და ამ პერიოდში დაბადებულ მეორად ნაწილაკთა რაოდენობა $\langle N_T \rangle$.

სივრცული ანიზოტროპიისას ეს მეორადი ნაწილაკები თანაბრად ნაწილდება სფერულად, ამასთან რაოდენობა ფართობის ერთეულზე დანადგარის მოცემულ ადგილზე წვეროდან მანძილის კვადრატის უკუპროპორციულია ($\sim \frac{1}{4\pi r^2}$). მოცემულ ადგილზე ფართობის ერთეულში გამავალი მეორადი ნაწილაკების რაოდენობა კი შეესაბამება ამ ადგილზე განთავსებულ დეტექტორში ანოდის ერთეულ სიგრძეზე ან ფართობზე წარმოქმნილი მუხტის სიდიდეს:

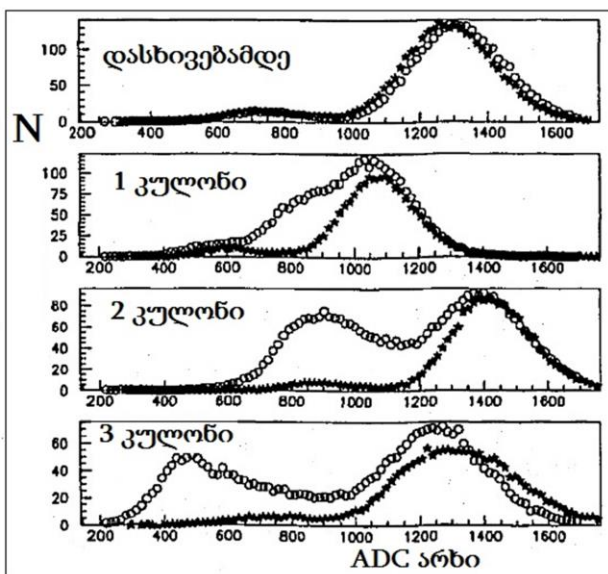
$$Q = Q_0 \cdot \langle N_T \rangle \cdot \frac{1}{4\pi r^2} \quad \{20-22\}$$

ისლა დაგვრჩენია ეს სიდიდე შევადაროთ დეტექტორის დაძველებაზე შემოწმების ექსპერიმენტულ მონაცემებს, საიდანაც უნდა იყოს ცნობილი, თუ რა მუხტის მერე იწყებს დეტექტორის მახასიათებლები რეჟიმიდან გამოსვლას...



სურ.20-27: დაძველების სტენდის სქემა

უნდა გვახსოვდეს, რომ ამ გათვლების დროს ადგილი აქვს მრავალნაირ გასაშუალოების ეტაპებს, რაც ნიშნავს, რომ მიღებულ შედეგს მაღალი ცდომილება ექნება. გათვლების დროს გასათვალისწინებელია ასევე „ჰალო“ ფონი დანადგარის მოცემული ადგილისათვის. როგორც წესი, დეტექტორის საიმედოობისათვის 3-4 ჯერადი მარაგი აიღება. მაგალითად, 2-წლიანი აქტიური მუშაობისათვის საჭიროა



სურ.20-28: ამპლიტუდური სპექტრები: * - საკონტროლო ადგილიდან, o - დასხივების ადგილებიდან

დეტექტორს რადიაციაზე დაძველების 6-წლიანი მარაგი მაინც ჰქონდეს.

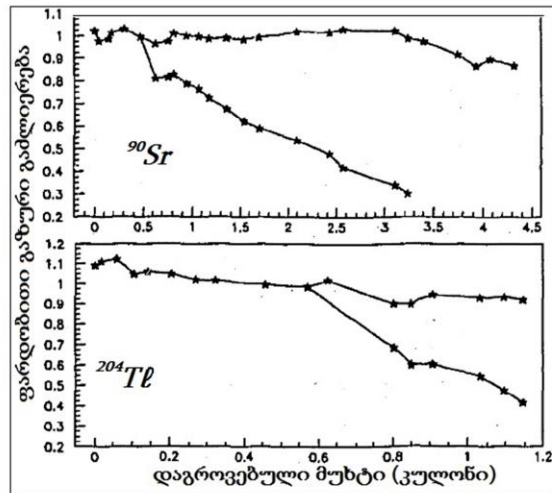
გაზური დეტექტორის შესასწავლად განვიხილოთ ექსპერიმენტის „ატლას“-დრეიფულ მილაკზე ჩატარებული გაზომვები [20-12].

მოსალოდნელი დატვირთვა კამერისთვის, რომლისთვისაც ტარდებოდა ეს კვლევა, შეადგენდა 3000 ნაწილაკი/წმ·სმ². აქ შედის ნეიტრონები და თანმხლები γ -კვანტებიც.

დაძველების ტესტებში შემსწავლელ გამოიყენება

დეტექტორის პროტოტიპები, რადგან როგორც წესი, კვლევების პერიოდში ექსტრემალურ პირობებში ჩამდგარი დეტექტორი მწყობრიდან გამოდის. „ატლას“-ექსპერიმენტის მიუონური კამერის მილაკ-მთვლელის დაძველების შესასწავლად რამდენიმე მცირე ზომის მილაკი იყო გამოყენებული. სამუშაო გაზის ნარევი იყო $Ar + 15\%CO_2 + 2.5\%iC_4H_{10}$. 2 მილაკი სხივდებოდა ^{90}Sr და ^{204}Tl რადიაქტიური β -წყაროებით, 12 მმ სიგრძეზე. საკონტროლო გაზომვები კი პერიოდულად ტარდებოდა ^{55}Fe γ -წყაროთი ტესტური დასხივების ადგილებზე და ასევე საკონტროლო ადგილებზე, პირველთაგან ოდნავ მოშორებით (სურ.20-27).

პირველ ტესტებზე მილაკები იყო დახურული, გაზის ნარევის ცვლის გარეშე. პირველივე 18 საათის განმავლობაში (0.12 კულონი) მილაკების ეფექტურობა საგრძნობლად დაეცა, რაც დასხივების ადგილებზე პოლიმერული ნაფენის წარმოქმნის გარდა გაზური



სურ.20-29: დაძველების დროს გაზური გამძლიერების კოეფიციენტის ცვლილება

ნარევის სწრაფი დაძველების შედეგი იყო. ამის შემდეგ გაზომვები ტარდებოდა განახლებად გაზურ ნარევეზე, მუდმივ 20 სმ³/წთ ცვლის სიჩქარეზე.

სურ.20-28-ზე ამპლიტუდური სპექტრებია მოყვანილი დასხივების სხვადასხვა ეტაპისათვის. საკონტროლო ^{55}Fe წყაროთი დასხივება-ტესტირებისას აქტიურ უბანზე დამზერილი იქნა მზარდი მეორე პიკი. წარმოქმნილი ორმაგი პიკი ახსნილი იქნა ანოდურ მავთულზე პოლიმერული ნაფენის წყაროს მხრიდან წარმოქმნით - დამსხივებელი წყაროების მხარე და მათი მოპირდაპირე - სხვადასხვა ეფექტურობას იძლეოდნენ.

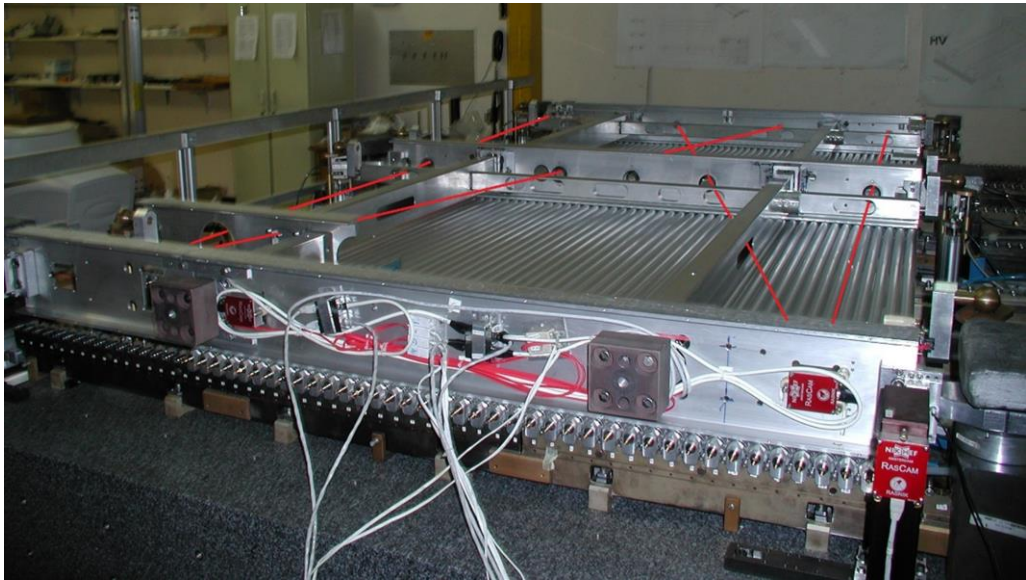
მთვლელის მთავარი მახასიათებელი გაზური გამძლიერების კოეფიციენტია. სურ.20-29-ზე მოყვანილია ^{90}Sr და ^{204}Tl წყაროებით დასხივებულ და საკონტროლო დაუსხივებელ უბნებზე გაზური გამძლიერების კოეფიციენტის ცვლა აკუმულირებული მუხტის შესაბამისად. მეორადი პიკის პოზიციის საფუძველზე დაძველების სიჩქარემ შეადგინა: $Y_{Aig} = 25\% \text{ კულონი}^{-1}\cdot\text{სმ}^{-1}$.

ამას გარდა შემჩნეული იქნა, რომ მთვლელი მახასიათებლის პლატოს სიგანე 3 კულონი მუხტის აკუმულირების შემდეგ 450 ვოლტიდან 250 ვოლტამდე შემცირდა, თუმცა უფრო მაღალი მუხტისკენ შემდგომი ცვლილება აღარ განუცდია.

მოყვანილი კვლევები მაგალითია იმისა, თუ როგორ ჩავატაროთ წინასწარი კვლევა დაძველებასთან დაკავშირებით, როცა საქმე ეხება დანადგარში დეტექტორის ხანგრძლივ მუშაობას, პროფილაქტიკური წმენდა-განახლების შესაძლებლობის არქონის შემთხვევაში.

- **დეტექტორების პოზიციონირება, იუსტირება**

უკვე მთელი საუკუნეა გასული მას შემდეგ, როცა ფიზიკური ექსპერიმენტი ტარდებოდა ერთი, დამოუკიდებელი ხელსაწყო გამოყენებით. ორი დანადგარის დახმარებით ჩატარებული ცდებიც კი პირველ რიგში ამ დანადგარების ერთმანეთის მიმართ განლაგების დაზუსტებას და მონაცემთა ანალიზის დროს კორექტივების შეტანას მოითხოვს. ელემენტარული ნაწილაკების დეტექტირებისას თანამედროვე ექსპერიმენტებში უკვე უამრავი კამერა თუ მთვლელი მონაწილეობს, მოძრაობა მაგნიტურ ველში ხდება - ეს ყველაფერი არა მარტო სივრცული რეპერული წერტილების არსებობას ითხოვს. დიდ ინტენსივობაზე მუშაობა სხვადასხვა პროცესების ურთიერთგადაფარვას იწვევს. მათი ერთმანეთისაგან გასარჩევად საჭიროა ჩაწერილ მონაცემებზე სპეციალური ალმნიშვნელების ამოქმედება, ასევე აუცილებელია დროითი სინქრონიზაციის ფაქტორი. ამ ამოცანების გადასაჭრელად ექსპერიმენტის მომზადებისა და მიმდინარეობის პერიოდებში მოიხმობა მომიჯნავე ტექნოლოგიების სპეციალისტები - ოპტიკური, გეოდეზიური იუსტირების სამსახურები.



სურ.20-30: „ატლას“-ის დრეიფული კამერა შიდა RASNIK-ის სხივების სქემით

ბოლო პერიოდში სრულიად სხვა დანიშნულებით განვითარებული ტექნოლოგია - გლობალური პოზიციონირება სატელიტური კავშირის (GPS) დახმარებით უკვე ფართოდ გამოიყენება ექსპერიმენტატორთა საქმიანობაში. ამ სისტემის გეომეტრიული სიზუსტე ჯერ არ შეესაბამება საჭირო მოთხოვნებს, მაგრამ დროითი კოორდინატის დაზუსტება უკვე სავსებით დამაკმაყოფილებელია. ამის მაგალითად შეიძლება მოვიყვანოთ საქართველოში მოქმედი კვლევითი პროგრამა „GELATICA“ [20-13], რომელიც სხვადასხვა ადგილას განლაგებულ სცინტილატორული მთვლელების კლასტერებს ერთმანეთთან ამგვარი სიგნალებით აკავშირებს. ევროპის ერთ-ერთი ცნობილი ექსპერიმენტი „ოპერა“ [20-14] ორი ტერიტორიული ნაწილისაგან შედგება - ნაწილაკთა კონა შვეიცარიაში, ცერნის ამაჩქარებლებში ყალიბდება, ხოლო მიმღები აპარატურა კი ამ ადგილიდან 700 კმ-ზე, იტალიის შუაგულში მთა გრან-სასოს სიღრმეში გათხრილ გვირაბშია განთავსებული. ამ ექსპერიმენტის

მნიშვნელოვანი ნაწილია დროითი სინქრონიზაციის ორგანიზება, რათა სწორად მოხდეს შვეიცარიაში დაბადებული ნეიტრინოსა და იტალიაში მიღებული ურთიერთქმედების ერთ მოვლენაში იდენტიფიცირება.

რთულ ექსპერიმენტულ დანადგარებში ყოველი დეტექტორი დამზადებისას უნდა აღიჭურვოს რეპერული წერტილებით. ეს ე.წ. ნულოვანი კოორდინატებია, რომლებიც გამოთვლით პროგრამებში ფიქსირდება და დეტექტორიდან მიღებულ კოორდინატებს საერთო ათვლის სისტემაში გადაიყვანს.

მაგალითისათვის განვიხილოთ დიდ ადრონულ კოლაიდერზე „ატლას“ ექსპერიმენტის დრეიფული მილაკებისაგან შემდგარი ფართოფორმატიანი კამერები.

დეტექტორიდან მიღებული სიგნალი იძლევა ნაწილაკის გავლის კოორდინატას მთვლელის სასიგნალო მავთულის მიმართ. ეს წერტილი პირველ რიგში უნდა „შეიკეროს“ ამავე და სხვა კამერების სხვა მილაკებიდან მიღებულ წერტილებთან. ამის გარდა საჭიროა ერთი კამერიდან მიღებული სიგნალების დაკავშირება იგივე მიუონური სისტემის სხვა კამერებში დაფიქსირებულ კოორდინატებთან, ურთიერთქმედების წვეროს გარშემო განლაგებულ სხვა ტრეკული დეტექტორების ინფორმაციებთან. ცხადია, ამ დროს საჭიროა ამ დეტექტორების ერთმანეთის მიმართ მაღალი სიზუსტით იუსტირება ჯერ მონტაჟის პროცესში და შემდგომ პოზიციის მონიტორირება მუშაობის განმავლობაში.

განვიხილოთ ამ იუსტირების პრინციპები სირთულე-სიზუსტის მიხედვით.

ექსპერიმენტული დანადგარის გარკვეული ადგილები მაგნიტური ველში ექცევა. სანამ ეს ადგილები დეტექტორებითა და სხვა პერიფერიული აპარატურა-კაბელებით არ შევსებულა, უნდა მოხდეს მაგნიტური ველის რუკის შედგენა. ამისათვის ჰოლის სენსორები გამოიყენება. სპეციალური ჯგუფი ზომავს ველის სიდიდეებს და იწერს მათ გეომეტრიული კოორდინატების შესაბამისად. ეს მატრიცა დამუშავების პროგრამაში გადაიტანება. ჰოლის სენსორი შეიძლება დატოვებულიც იქნას დანადგარის ზოგიერთ ადგილას ველის მონიტორირების მიზნით. გავითვალისწინოთ, რომ დიდი რადიაციის შემთხვევაში მარტივი სენსორი მწყობრიდან გამოვა - არსებობს რადიაციის მედეგი ვერსიებიც. ველის სიდიდის და ერთგვაროვნების შესანარჩუნებლად მაგნიტური მასალების გამოყენება დეტექტორების მონტაჟის დროს არ შეიძლება. სამუშაოების დამთავრებისას საჭიროა მოხდეს კონსტრუქციის ელემენტების შემოწმება მცირე მაგნიტით.

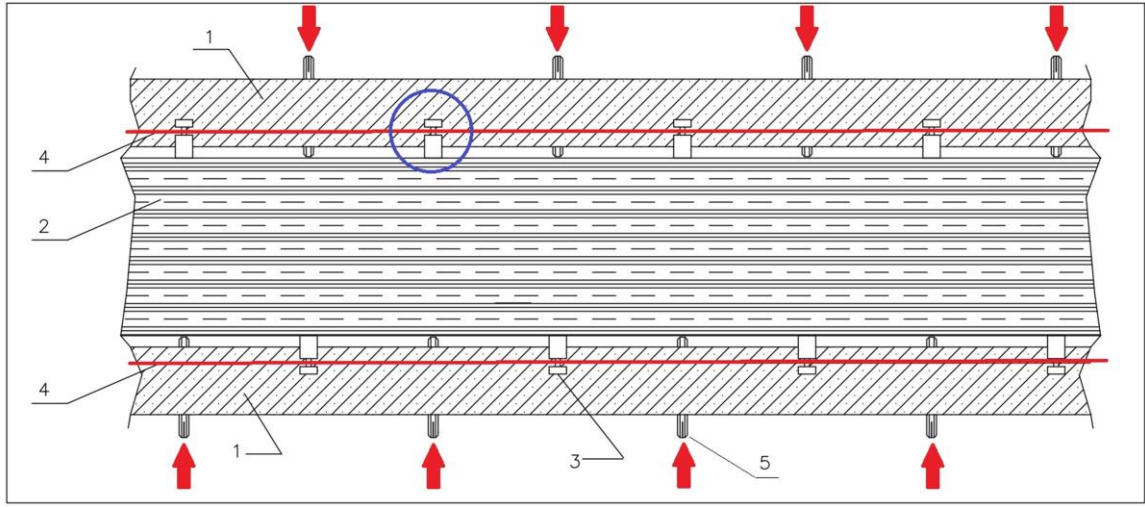
დანადგარის გეოდეზიური იუსტირება პირველი, ყველაზე უხეში ეტაპია. თუ დეტექტორების პირველი განთავსება იწყება ე.წ. „გაჭიმული ძაფის“ გასწვრივ, შემდეგ მათი კოორდინატები უკვე გეოდეზიური აპარატურის მიხედვით დაზუსტდება და ჩაიწერება. ეს საჭიროა, რადგან მაღალი სიზუსტის ოპტიკურ-ლაზერულ სენსორებს მცირე აპერტურა აქვთ და თუ დეტექტორები წინასწარ არ განთავსდა სწორად, მიმღები სენსორები გამოვა ხედვის არედან. ეს სამუშაოები ტარდება უმთავრესად დეტექტორების სამაგრი კარკასების აწყობის წინ, რათა შემდგომ აპარატურა მარტივად განთავსდეს.

ყველაზე რთული ეტაპია დეტექტორების ერთმანეთის მიმართ ოპტიკურ-ლაზერული იუსტირება. დიდ ადრონულ კოლაიდერში ეს ამოცანა სპეციალური

„RASNIK“-სისტემის დახმარებით შესრულდა [20-15]. ეს არის მონიტორინგის სისტემა, ანუ იგი არ ახდენს დეტექტორის პოზიციის კორექტირებას, იგი აფიქსირებს და მონაცემთა ბაზაში აგზავნის კამერების ურთიერთგანლაგების სურათს. გარე მონიტორინგისათვის, კამერის მილაკებზე მაღალი სიზუსტით განსაზღვრულ ადგილებზე დაწებებულია პლატფორმები როგორც გვერდიგვერდ მდებარე კამერების ურთიერთგანლაგების მონიტორინგისათვის, ასევე დანადგარის სხვადასხვა დონეზე განთავსებული დეტექტორების ერთმანეთთან „შესაკერად“. ყოველ ამ პლატფორმაზე RASNIK სისტემის შესაბამისი ელემენტი ფიქსირდება (გამოსახულების წყარო, ლინზა ან მიმღები კამერა).

დიდი ფორმატის დეტექტორის დამზადებისას ელემენტების შიდა იუსტირებასაც აქვს არსებითი მნიშვნელობა. კამერის აწყობის დროს ლაბორატორიულ მაგიდაზე ელემენტების სწორად განთავსება არაა გარანტია იმისა, რომ ექსპერიმენტულ დანადგარში ეს კამერა ფორმას არ შეიცვლის. დეფორმაციამ შეიძლება გამოიწვიოს ძაბვის ქვეშ მომუშავე ელემენტების სახიფათო დაახლოვება, რაც მავნე განმუხტვების მიზეზი გახდება. ასევე, კამერის ნაწილი წანაცვლდება რეპერული წერტილის მიმართ და ეს კოორდინატული ცდომილების ზრდას გამოიწვევს ამ ნაწილში.

პირველ რიგში - დეფორმაციის გამორიცხვა შეიძლება ხისტი ბაზის გამოყენებით. ეს ყოველთვის არაა მოხერხებული, ამასთან ამ დროს დანადგარის აპერტურაში შემოდის პასიური ელემენტების დიდი მასები.



სურ.20-30: პაკეტის არაწრფივობის კორექციის სქემა. 1,5 - დრეკადი ელემენტი მიმჭერი ქანჩებით, 2 - კამერის პაკეტი, 3 - ღრეჩოიანი სვეტი იუსტირების მავთულისათვის, 4 - იუსტირების მავთული [15-17, 20-18].

„ატლას“ ექსპერიმენტის დიდფორმატიანი MDT კამერების კონსტრუქციის შემუშავებისას წინასწარ გათვლილი იქნა დეტექტორის მოსალოდნელი ჩაზნექა გრავიტაციის გამო. ამ ეფექტის გამოსარიცხად კამერის შექმნის პროცესში მზიდი კარკასი სპეციალურად იქნა დეფორმირებული მოსალოდნელი ჩაზნექის საწინააღმდეგო მიმართულებით. ეს სიდიდე ყოველი კამერისათვის გათვლილი იქნა საინჟინრო ჯგუფის მიერ - აქ საუბარია რამდენიმე ათეული მიკრონის მასშტაბებზე. ამგვარად დეფორმირებული კამერები საშტატო ადგილებზე მონტაჟის შემდეგ გრავიტაციული ძალების ქმედებით დაუბრუნდნენ სამუშაო

ფორმას [20-16,17]. დიდი ზომის დანადგარში კონსტრუქციის დეფორმაციები შეიძლება გამოწვეული იქნას ასევე ტემპერატურული ცვალებადობით, სხვა მექანიკური სტრესებით და ა.შ. „ატლას“-ექსპერიმენტის მიუონური კამერის საკუთრივი, შიდა დეფორმაციების მონიტორირებას კორპუსში ჩამონტაჟებული ისეთივე RASNIK-სისტემა ახდენს - ერთი კამერის მონიტორირებას 4 ოპტიკური ხაზი სჭირდება (სურ. 20-30).

პროტვინოს ამაჩქარებელზე მომუშავე VES და GAMS-4 π ექსპერიმენტებში [15-11, 15-26] ფართოფორმატიანი დრეიფული კამერების (სურ.15-22) მზიდი ფერმა აქტიური აქსეპტანსის გარეთაა. მიუხედავად ამისა, ელექტროდების პაკეტის სწორხაზოვნება მისი შეკვრისას მაინც ირღვევა.

დეფორმაციის გამოსასწორებლად პაკეტის გასწვრივ, ზუსტი იუსტირების სვეტების ღრეჩოებში გაჭიმულია წვრილი მავთული, რომელიც ამა თუ იმ უბნის დეფორმაციას აჩვენებს ღრეჩოში პოზიციის მიხედვით. გარე ხისტ ფერმაზე დაფიქსირებული რეგულატორებით ოპერატორი ამ დეფორმაციას ასწორებს. სურ. 20-31-ზე ნაჩვენებია იუსტირების მავთული და მისი იუსტირება სვეტების ღრეჩოებში, მარეგულირებელ ქანჩების ზიგზაგურად მიჭერის გზით. ეს ხდება კამერის საშტატო ადგილზე მონტაჟის შემდგომ. ამ დროს დანადგარის გაბარიტები დეტექტორზე მუშაობის საშუალებას იძლევა. ასევე, კამერის ოთხივე კუთხის ერთ სიბრტყეში გასწორების სიზუსტეც მოწმდება და რეგულირდება დიაგონალურად გაჭიმული მავთულების დახმარებით. მიღწეული სიზუსტე 0.5 მილიმეტრის მასშტაბშია და ეს დონე სავსებით საკმარისია კამერის მუშაობის რეჟიმის დასაცავად [20-18].

21. დოზიმეტრი, როგორც ნაწილაკთა დეტექტორი

ამაჩქარებელზე, რეაქტორზე, ბუნებრივ რადიაციის წყაროებთან მომუშავე პერსონალი სამუშაო პირობების თვალსაზრისით გარკვეული რისკის ჯგუფში იმყოფება, რაც გამოსხივების ადამიანის ორგანიზმზე მავნე ზემოქმედებასთანაა დაკავშირებული. როგორც ზემოთ განვიხილეთ, ელემენტარული ნაწილაკები, γ -კვანტები, ნივთიერებაში გავლისას ურთიერთქმედებისას კარგავენ ენერგიას, რომელიც სითბურში გარდაიქმნება და ნაწილაკის გზაზე განთავსებული ცოცხალი უჯრედების კვდომის მიზეზი შეიძლება გახდეს.

უნდა აღინიშნოს, რომ ყოველი ნაწილაკის გავლა არ იწვევს უჯრედთა კვდომას. ამის მაგალითია კოსმოსური სხივების უვნებლობა - დედამიწის ატმოსფერო და მაგნიტური ველი ამ მხრივ დამცავ ფარად გვეკლინება. კოსმოსური სივრციდან მოსული ნაწილაკები ატმოსფეროს გაზის ატომებთან შეჯახებისას კარგავენ ენერგიას და დედამიწის ზედაპირამდე მოღწეულ ნაწილაკთა ზემოქმედება ცოცხალ ორგანიზმებზე პრაქტიკულად ნულის ტოლია. ტექნოლოგიურმა წინსვლამ ეს ფარი რიგ შემთხვევებში შეასუსტა. მაგალითად, თვითმფრინავების პილოტები და მგზავრები სიმაღლეზე ატმოსფეროს სიმკვრივის შემცირების გამო მეტად ექვემდებარებიან დასხივებას, რომ აღარაფერი ვთქვათ კოსმოსში ორბიტალურ სადგურებზე ხანგრძლივად მომუშავე ასტრონავტებზე. ჩვენს გვერდით რადიაქტიური ნივთიერებების არსებობა უკვე აღარავის უკვირს. ბუნებრივი რადიაციის გარდა ხელოვნურად შექმნილი გამოსხივების წყაროებიც საკმაოაა. ამის პირველი მაგალითი სამედიცინო რენტგენული აპარატებია. ეს ყველაფერი მოითხოვს სათანადო კონტროლს უსაფრთხოების მიზნით.

სწორედ ამ ამოცანის გადასაწყვეტად შექმნილია უამრავი სახის დეტექტორები, სენსორები და ჩამწერი მექანიზმები, საერთო სახელით „დოზიმეტრები“. მათი მუშაობის პრინციპი ჩვენს მიერ ზემოთ განხილული ტექნოლოგიებიდან არის შემუშავებული.

დოზიმეტრი თავისი არსით გამოსხივების მონიტორია, ეს არაა დამცავი ფარი. ამ ხელსაწყოდან მიღებული დასხივების დოზის სიდიდის მიხედვით ხდება პერსონალის საშიშ ზონაში ყოფნის დროის კორექტირება.

პირველ რიგში დოზიმეტრები იყოფა შესასწავლი გამოსხივების ტიპების შესაბამისად: γ -გამოსხივების, α , β -ნაწილაკების, საერთო ფონის. ამას გარდა ისინი მზადდება საყოფაცხოვრებო, სამხედრო, სამიეზო, პერსონალური და საერთო მონიტორინგის დანიშნულებების მიხედვით.

თანამედროვე დოზიმეტრების მთავარი სენსორული ელემენტი უმარტივესი კლასის დეტექტორებია. იონიზაციური კამერა, გეიგერის მთვლეელი, სცინტილატორის ფილა, ფოტომულსია, ფოტოდიოდი - დოზიმეტრის მგრძნობიარე ელემენტებს წლების განმავლობაში დიდი ევოლუცია არ განუცდიათ. დაიხვეწა ამ ელემენტებიდან ინფორმაციის ამოღებისა და მოწოდების ფორმები. გაზური განმუხტვის დეტექტორების განხილვისას მოთხრობილი იქნა გეიგერის მთვლელის დოზიმეტრიაში გამოყენების შესახებ. სურ.15-17-ზე ნაჩვენებია საყოფაცხოვრებო დოზიმეტრი და მისი მთავარი ელემენტი - გეიგერის მილაკი.

დღეისათვის ზოგიერთი დოზიმეტრი ან პირდაპირ ეკრანზე გამოსახავს გარემოს დაბინძურების, მიღებული დასხივების სიდიდეს, ან სპეციალური მეხსიერების ბარათიდან ინფორმაცია მაკონტროლირებელ სამსახურებს მიეწოდება, დაიხვეწა ასევე გარეგნული ფორმებიც. ისინი უფრო ელეგანტური და სატარებლად მოხერხებული გახდა.

პერსონალური დეტექტორ-დოზიმეტრი მომუშავეს ეძლევა საშიშ ზონაში შესვლისას. ამ დროს მისი ტარება აუცილებელია. პერიოდულად, სამუშაოებისა და გამოსხივების ინტენსივობების მიხედვით, ხდება ამ ხელსაწყოდან ინფორმაციის გადმოწერა, დამუშავება და პიროვნების აღრიცხვის ბარათის შევსება. ეს დოკუმენტი სათანადო სამსახურების მიერ შეისწავლება. დასხივების დოზის დასაშვებ ნორმაზე გადაჭარბების შემთხვევაში ტარდება გაწერილი პროფილაქტიკური ღონისძიებები. სურ.21-1-ზე ცერნის დოზიმეტრია ნაჩვენები. დერეფნებში სპეციალური წამკითხველი ყუთებია კედლებზე დამაგრებული. პერსონალი ვალდებულია თვეში ერთჯერ მაინც ამ ყუთის ჭრილში მოათავსოს დოზიმეტრი ინფორმაციის საერთო ბაზაში გადასატანად.



სურ.21-1: ცერნის ინდივიდუალური დოზიმეტრები და წამკითხველი ყუთი

ამას გარდა, სტაციონალური დეტექტორ-დოზიმეტრები ახდენენ ამაჩქარებლის, რეაქტორისა თუ სხვა სამუშაო და გარემომცველი ადგილების ავტომატურ რეჟიმში კონტროლს.

დოზიმეტრი შეიძლება იყოს აგრეთვე ექსტერნულ სიტუაციებზე გათვლილი, ავარიულ სიტუაციებში დაბინძურებული ზონების მონიტორინგისათვის, რაც შეიძლება ხდებოდეს ავტომატურ რეჟიმში ან შესაბამისი სამსახურების პერსონალთა მიერ.

ბოლოთქმა

წინამდებარე წიგნის ძირითადი მიზანია მკითხველს, სტუდენტსა თუ უკვე მოქმედ სპეციალისტს გააცნოს ელემენტარულ ნაწილაკთა დეტექტორების მუშაობის პრინციპები, მათი შექმნის საშუალებები, მათთან მუშაობის თავისებურებები. სათაურში მითითებული თემის გარდა კიდევ რამდენიმე მიმართულებაა განხილული - დამუხტულ ნაწილაკთა წყაროები (კოსმოსური სხივები, ბუნებრივი რადიაცია, ამაჩქარებლები), ასევე დეტექტორთა შესაქმნელად საჭირო ტექნიკური და ტექნოლოგიური ნიუანსები. ეს ყველაფერი საერთო სურათის შესაქმნელადაა აუცილებელი, რადგანაც დეტექტორებზე ცალმხრივად საუბარი მხოლოდ ტექნიკურ საკითხებამდე შეიძლება დავიდეს, რაც არაა საკმარისი დამოუკიდებელი მკვლევარი-სპეციალისტის ჩამოსაყალიბებლად.

წიგნთან მუშაობისას დავრწმუნდებით, რომ აღნიშნული საგანი არაა ერთი განყენებული თემატიკის შემცველი - იგი მრავალი მიმართულებების ერთობლიობაა. სრულფასოვანი დეტექტორის შესაქმნელად საჭიროა დასმულ ფიზიკური ამოცანაში საფუძვლიანად გარკვევა. ეს შემდეგში საჭირო მიმართულებების არჩევის საწინდარია - ცხადი გახდება დეტექტორისადმი წაყენებული მოთხოვნები, თუ რა სიზუსტის შედეგების მიღებაა საჭირო. მეთოდოლოგიური მუშაობა მოითხოვს საინჟინრო საქმის ცოდნასაც - დეტექტორის შექმნის პროცესში აუცილებელია დიზაინერული სამუშაოების ჩატარება. მრავალნაირი ნივთიერებებიდან საჭირო მასალის ასარჩევად, ნარეგების მისაღებად მათი ქიმიური და ფიზიკური თვისებების ცოდნაა საჭირო. დეტექტორებთან მუშაობისას მაღალ ძაბვასთან, დაბალ ტემპერატურებთან, სხვადასხვა სიდიდის წნევებსა და ვაკუუმურ ხელსაწყოებთან, ქიმიურ რეაქტივებთან, მაგნიტებთან და გაზებთან ხდება საჭირო მუშაობა. სრულფასოვან სპეციალისტად ჩამოსაყალიბებლად ამ მიმართულებებშიც უნდა მოხდეს საკმაოდ საფუძვლიანად გარკვევა. მაღალტექნოლოგიური სამუშაოები წინასწარი კომპიუტერული მოდელირებისა და გათვლების გარეშე არაეფექტურია. ამას გარდა, დეტექტორიდან მიღებული სიგნალების ჩაწერის, მასალის დაგროვებისა და ანალიზის ჩატარების შესაძლებლობა სასურველი შედეგის მიღების აუცილებელი პირობაა, რაც თანამედროვე ელექტროინჟინერიისა და მიკროელექტრონიკის მიმართულებებში გარკვევასაც მოითხოვს.

ეს ჩამონათვალი კიდევ მრავალი პუნქტით შეიძლება შეივსოს. მთავარია კარგად იყოს გაცნობიერებული, რომ მაღალი დონის ექსპერიმენტული კვლევების ჩასატარებლად ცოდნის ვიწრო მიმართულებები აღარაა საკმარისი - თანამედროვე ექსპერიმენტი ინტერდისციპლინარული მიმართულებაა, ხოლო მომავალი სპეციალისტი ფართო სპექტრის ხანგრძლივ მზადებას საჭიროებს.

დასასრულ მინდა მაღლობა გადავუხადო ტექნოლოგიური ინსტიტუტის თანამშრომელს თ.თურმანიძეს ხელნაწერის კორექტურისათვის, ასევე „ქართუ“ ფონდს - წიგნის გამოცემის ორგანიზებისა და დაფინანსებისათვის.

ელიშერ ცხადაძე

გამოყენებული ლიტერატურა

- [1-1] ATLAS Collaboration. “ ATLAS: Detector and physics performance TDR” Volume 1,2. May 1999. CERN-LHCC-99-14,15, ATLAS-TDR-14,15.
- [3-1] IceCube: https://en.wikipedia.org/wiki/IceCube_Neutrino_Observatory
- [3-2] Андроникашвили Э.Л. «Начинаю с Эльбруса». გამომც. „მეცნიერება“. 1982.
- [3-3] M.I. Atenelishvili et al. “The Tskhra-Tskaro System for Research on Cosmic Rays of Energy...”. Bull.Acad.Sci.USSR, Phys.Ser.42 (1978) No.7 116-118
- [3-4] Pamir and Mt. Fuji and Chacaltaya Collaborations, “Nuclear Interactions of Superhigh-energy Cosmic Rays Observed by Mountain Emulsion Chambers.” Nucl.Phys. B191 p.1, (1981).
- [3-5] GELATICA: <http://www.gelatica.tsu.ge/index.html>
- [4-1] Van de Graaff, R.J. et al. "The Electrostatic Production of High Voltage for Nuclear Investigations" Physical Review, 43 (3): p.149. (1933).
- [4-2] E.Marx. "Versuche über die Prüfung von Isolatoren mit Spannungsstößen". Elektrotechnische Zeitschrift 25: p.652; (1924).
- [4-3] Javrishvili A.K., Kharchilava A.I, Lomtadze T.A. et al. „Five meter long streamer chamber.“ NIM. 177, 1980, p.381.
- [4-4] Л.С.Вертогоадов и др. ПТЭ 1978, №3, стр.31
- [4-5] A.R.Fitch et al. Pulse generator. Patent US 3289015 A, Electrical pulse generators. Patent US 3366799 A.
- [4-6] J.Cockcroft, E.Walton, “Experiments with High Velocity Positive Ions (I,II)...” Proceedings of the Royal Society A, v.136, p. 619, v.137, p. 229; (1932).
- [4-7] Б.С. Ишханов и др. "Частицы и ядра. Эксперимент", М.: Изд. МАКС Пресс, 2013. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/>
- [4-8] К.А.Путилов. Курс физики. Т. III. Оптика. Атомная физика. Ядерная Физика
- [4-9] E.lawrence. “Method and apparatus for the acceleration of ions.” Patent US 1948384A
- [4-10] А. П. Гринберг. “Ускорение электронов с помощью электромагнитной индукции (Бетатрон Керста)” УФН т. XXVII, вып. 1, стр. 31; 1945 г.
- [4-11] А.А. Детлаф, Б.М. Яворский, М.Б. Милковская. Курс Физики. Том II. «Электричество И Магнетизм» М.: ВЫСШАЯ ШКОЛА, 1977.
- [5-1] Bruning O. et al. “LHC Design Report: the LHC Main Ring” CERN-2004-003-V-1.
- [5-2] L. Evans, Ph. Bryant. “LHC Machine.” Journal of Instrumentation, 3, S08001.
- [5-3] “LHC Machine Outreach.” Main Dipoles
- [5-4] The Feynman Lectures on Physics, Volume II, Chapter 29. <http://www.feynmanlectures.info/>
- [5-5] Superconducting quadrupole magnets for the LHC.
- [5-6] R.Schmidt et al. “Protection of the CERN Large Hadron Collider”, New Journal of Physics, Volume 8, November 2006.

- [6-1] Иссинский И.Б. «Введение в физику ускорителей заряженных частиц» Дубна, ОИЯИ, 2012.
- [6-2] Белоусов А.В. «Линейные ускорители заряженных частиц». Кафедра физики ускорителей и радиационной медицины Физического факультета МГУ. Спецкурс Лекций.
- [6-3] F.M.Penning, “Ein neues manometer für niedrige gasdrucke, insbesondere zwischen 10^{-3} - 10^{-5} mm.” Physica (Amsterdam) V. 4, Issue 2, February 1937, p. 71
- [6-4] J.L. Rovey et al. “Simple Penning ion source for laboratory research and development applications.” Rev. Sci. Instrum. 78, 106101 (2007); <http://dx.doi.org/10.1063/1.2791983>
- [6-5] I.G.Brown. “The Physics and Technology of Ion Sources.” Berkelay, California. 1989, by John Wiley & Sons, inc.; Я.Браун. «Физика и технология источников ионов.» Перевод. Москва, Мир. 1998.
- [6-6] Fermilab's Chain of Accelerators. Accelerator Details: The Antiproton Source
- [7-1] G.Knoll, Radiation Detection and Measurement, New York, 2014.
- [7-2] M.Tomson, “Modern Particle Physics”, Cambridge, 2013.
- [7-3] S.Tavernier, “Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics”, Springer, 2010.
- [7-4] C.Grupen, “Particle Detectors”, Cambridge, 1999.
- [7-5] W.R.Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer-Verlag 1987.
- [7-6] H.Frauenfelder and E.M.Henley, Subatomic Physics, Washington, 1974.
- [9-1] Griffith Observatory.
http://griffithobservatory.org/exhibits/edgeofspace_cosmicrays.html
- [9-2] Болонкин Б.В. и др. «6-метровый магнитный искровой спектрометр». Препринт ИТЭФ, 1973, №86
- [9-3] В.А.Михайлов, В.Н.Роинишвили и Г.Е.Чиковани. “Управляемая искровая камера - прибор для наблюдения следов заряженных частиц.” nuclear electronics - International Atomic Energy Agency. V. 1. P. 353
- [9-4] А.В.Банников и др. «Измерение первичной ионизации релятивистских частиц в стримерной камере спектрометра РИСК». Краткие Сообщения ОИЯИ 18-86.
- [9-5] Л.С.Вертогадов и др. ПТЭ 1978, №3, стр.31
- [9-6] А.В.Банников и др. ПТЭ 1985, №2, стр.36
- [9-7] Chacaltaya and Pamir Collaborations. „Observation of very high-energy cosmic ray families in emulsion chambers at high mountain altitudes“ Nucl.Phys. B370, 1992. p. 365.
- [9-8] The OPERA Collaboration. <http://operaweb.lngs.infn.it/>
- [9-9] N. Agafonova at all. “The Detection of neutrino interactions in the emulsion/lead target of the OPERA experiment” JINST 4 (2009) P06020
- [10-1] HAMAMATSU R7525 datasheet

- [10-2] Photomultiplier tubes - Basics and Applications, HAMAMATSU, Third edition
- [10-3] D. Rodway: Surf. Sci. 147, 103 (1984); "Handbook of Optics": McGraw-Hill (1978), J.A. R. Samson: "Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy" John Wiley & Sons, Inc (1967)
- [10-4] Abdullin, S. et al. „Design, performance, and calibration of CMS forward calorimeter wedges“ Eur. Phys. J. C 53: p.139 (2008)
- [10-5] A.G. Wright, IEEE Trans. Nucl. Sci. 34 (1) 1987
- [10-6] R.Dossi et al. NIM, A451(2000) 623; Peak L., Soler P. NIM, A301 (1991) 341.
- [10-7] I.G Hughes, T.P.A.Hase “Measurements and their uncertainties”. Oxford University Press, 2010.
- [11-1] Ю.К.Акимов. “Фотонные методы регистрации излучения”. ОИЯИ Дубна, 2006.
- [11-2] Д.Адам и др. “Аппаратура отбора событий ...” Препринт ОИЯИ 13-88-130;
- [11-3] N.Anfimov et al. “Shashlyk EM calorimeter prototype readout by MAPD with superhigh pixel density for COMPASS II.” NIM. A718 (2013) p.75;
- [11-4] N.Anfimov et al. “Novel micropixel avalanche photodiodes (MAPD) with super high pixel density” NIM. A628 (2011) p.369.
- [12-1] Банников А.В. и др. «Магнитный спектрометр со стримерной камерой...». Препринт ОИЯИ P1-89-119
- [12-2] M. Adinolfi et al. “Performance of the LHCb RICH detector at the LHC”. <http://arxiv.org/abs/1211.6759>. 2013.
- [12-3] RICH detectors. <https://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/en/Detector/RICH2-en.html> 2008.
- [13-1] Particle Data Group. Phys. Rev. D. Vol 86, p. 329, 2012.
- [13-2] C.W. Fabjan, F. Gianoty, Calorimetry for Particle Physics, CERN-EP/2003-075.
- [13-3] Y.S. Tsai Rev. Mod. Phys. 46, 815 1974.
- [13-4] H. Davies, H.A. Bethe and L.C. Maximon Phys. Rev. 93, 788 1954.
- [13-5] R.Wigmans Calorimetry, Oxford Science publications, 2000, p.41.
- [13-6] Rossi, B., High Energy Particles (Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, NJ). 1952.
- [13-7] Longo, E., and I. Sestili, NIM 128, p.283. 1975.
- [13-8] Unal, G. (NA48 Collaboration), 2001, preprint hep-ex/0012011.
- [13-9] Gabriel T.A. et al, (1994) NIM. A338, 336.
- [13-10] R.Wigmans Calorimetry, Oxford Science publications, 2000, P167.
- [13-11] Abramovicz et al. (1981) NIM. 180 , 429.
- [13-12] Acosta, D et al. (1992) NIM. A316 , 184.
- [13-13] Fabjan, C. W., 1987, in Experimental Techniques in High-Energy Physics, ed. T. Ferbel (Addison-Wesley, Menlo Park),
- [13-14] Drews, G., et al., 1990, NIM A 290, 335.
- [13-15] GAMS-2000 (A.Binon et al., NIM A248, Issue 1, 15 July 1986, p.86; GAMS-4000 (A.Binon et al., NIM A240, Issue 2, 15 Oct. 1985, p.343.

- [14-1] Smith, R.A. Semiconductors, 2nd ed. London: Cambridge University Press, 1979.
- [14-2] J. P. Proot et al., Electronic structure and optical properties of silicon crystallites: Application to porous silicon. Appl. Phys. Lett. 61, 1948 (1992).
- [14-3] W. Adam et al., CMS note 1998/092 (1998).
- [14-4] K.Deiters et al., Properties of the avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter. NIM A453 (2000).
- [14-5] ტ.სახელაშვილი. „ნახევარგამტარული დეტექტორები და ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრები ელემენტარული ნაწილაკების ფიზიკის ექსპერიმენტებში“. სადოქტორო დისერტაცია. თბილისი, თსუ. 2006 წ.
- [14-6] E.H.M. Heijne et al., The silicon micropattern detector: a dream? NIM A 273, 615–619 (1988).
- [14-7] P. Delpierre, Pixels detectors and silicon X-rays detectors. J. Phys. IV 4, C9 11–18, 1994.
- [14-8] G. Lutz, Semiconductor Radiation Detectors. Springer, Berlin (1997)
- [14-9] C. Broennimann et al., Synchrotron beam test with a photon-counting pixel detector. J. Synchrotron Radiat. 7, 301–306 (2000).
- [14-10] R. Ballabriga, The design and implementation in 0.13 μ m CMOS of an algorithm permitting spectroscopic imaging with high spatial resolution for hybrid pixel detectors. CERN-THESIS- 2010-055 (2010).
- [14-11] Ballabriga R et al. (2011) Characterization of the Medipix3 pixel readout chip. J Instrum 6 C01052.
- [14-12] Parker et al., 3-D: A New architecture for solid state radiation detectors. NIM A395 (1997) 328-343 UH-511-839-96.
- [14-13] M. Moll, Radiation Damage in Silicon Particle Detectors, Dissertation, Hamburg (1999).
- [14-14] L.Rossi et al., *Pixel Detectors*. Springer, Berlin/Heidelberg/New York (2006).
- [14-15] P. Allen and D. Holberg, CMOS Analog Circuit Design, 2nd ed., Oxford University Press, 2002, CMOS Analog Circuit Design
- [15-1] К.Клайнкнехт. Детекторы корпускулярных излучений. Москва. «Мир». 1990.
- [15-2] Дугинов В.Н., “Детекторы ядерных излучений”. Курс лекций http://duginov-mirea.narod.ru/off-line/#Детекторы_ионизационного_типа
- [15-3] Leo, W.R. „Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: An How-to Approach.“ Springer-Verlag. (1987).
- [15-4] Charpak G. et al. NIM. 62, p. 202, 1968.
- [15-5] ATLAS Muon Spectrometer. “Thin Gap Chambers Construction Manual.” ATLAS-TGC-001-98
- [15-6] S.Stone. “Early Operating Experience with the CLEO Detector”. Physica Scripta, Volume 23, Number 4B. 1981.
- [15-7] Itamar Roth et al. “Testing sTGC with small angle wire edges for the ATLAS New Small Wheel Muon Detector Upgrade” <http://arxiv.org/pdf/1506.01277.pdf>
- [15-8] W.Blum et al. “Particle Detection with Drift Chambers”. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. 2008

- [15-9] The ATLAS Collaboration. "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider" JINST 3 (2008) S08003.
- [15-10] A.Breskin et al. "Further results on the operation of high-accuracy drift chambers" NIM 119, 9 (1974)
- [15-11] А.Г.Асмолов и др. "Многочастичный спектрометр". Препринт ИФВЭ ОЭИУНК 88-13, Протвино, 1988.
- [15-12] M. Adinolfi et al. "The KLOE drift chamber". NIM, V. 461, 2001, p. 25.
- [15-13] The KLOE collaboration, LNF-94/028, 1994.
- [15-14] G.D.Alekseev et al. "Investigation of self-quenching streamer discharge in a wire chamber". NIM. 177, (1980), p.385.
- [15-15] Г.Д.Алексеев и др. "Самогасящийся стримерный (СГС) разряд в проволочной камере". ЭЧАЯ, т.13 вып.3, (1982).
- [15-16] Д.М.Хазинс, «Обнаружение, исследование и применение самогасящегося стримерного разряда в проволочных детекторах частиц», диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Дубна, 1985.
- [15-17] Джавришвили А.К., Ломтадзе Т.А., Сехниаидзе Г.Г., Цхададзе Э.Г. "Система многопроволочных дрейфовых камер для широко-апертурных спектрометров". ПТЭ N1, ст.24, 2000.
- [15-18] С.Высочил и др. Дрейфовые самогасящиеся стримерные камеры размером 2.5x1.9 м². Международный симпозиум по координатным детекторам в физике высоких энергии, ДУБНА, 1987 г. Изд. 1988, ст.202.
- [15-19] Алексеев Г.Д. и др. "Двухкоординатная дрейфовая камера размером 1.6x0.8м²." ПТЭ, 1978, №5, стр. 50.
- [15-20] Grunberg C. et al. "Multiwire proportional and semiproportional counter with a variable sensitive volume." NIM, 1970, v78, p.102.
- [15-21] Javrishvili A.K., Kharchilava A.I, Lomtadze T.A. et al. "Five meter long streamer chamber". NIM. 177, 1980, p.381.
- [15-22] Вертоградов Л.С. и др. "Электродный модуль стримерной камеры спектрометра РИСК." ПТЭ N4, 1981, с.36.
- [15-23] Вертоградов Л.С. и др. "Высоковольтная система установки РИСК. Часть 1. Модель биполярного генератора импульсов напряжения амплитудой до 200 кВ." ПТЭ N3, 1978, с.27.
- [15-24] Вертоградов Л.С. и др. "Высоковольтная система спектрометра РИСК. Ч. 2. Биполярный формирователь наносекундных импульсов." ПТЭ N3, 1978, с.31.
- [15-25] Grelaud V., Jullian S., Parrou G. et al. В книге III Международное совещание по пропорциональным и дрейфовым камерам. ОИЯИ. Дубна, 1978, с.229;
- [15-26] Ю.Д.Прокошкин. "Поиски экзотических состояний и исследование редких распадов мезонов в экспериментах сотрудничества ГАМС." ЯФ, 1999, т.3, стр.396.
- [15-27] GARFIELD. <http://garfield.web.cern.ch/garfield>
- [15-28] Yerocci E. NIM, 1983, v.217, p.30
- [15-29] P.Abrey et al. "Performance of the DELPHI detector". NIM A378, 1996, p.57

- [15-30] Абазов В.М. и др. «Координатная точность мини-дрейфовых трубок...» Препринт ОИЯИ Р13-2009-173. 2009 г.
- [15-31] Г.Д.Алексеев и др. «Исследование пластиковых стримерных трубок». Препринт ОИЯИ Д13-85-361. 1985 г.
- [15-32] R.Santonico and R.Cardarelli, “Development of Resistive plate counters”, NIM, 187 (1981).
- [15-33] J. Warren Keuffel, “Parallel-Plate Counters” The Review of Scientific Instruments, vol. 20, Number 3 (March, 1949)
- [15-34] V. V. Parkhomchuck, et al., “A Spark Counter with Large Area” NIM, 93 (1971)
- [16-1] Гинзбург В.Л., Франк И.М. ЖЕТФ, 1946, т.16, стр.15.
- [16-2] В.К. Гришин „Жесткое электромагнитное излучение“
<http://nuclphys.sinp.msu.ru/>
- [16-3] K. Kleinknecht. “Detectoren fur Teilchenstrahlung”. Stuttgart. 1987.
- [16-4] Cobb.J.H. et al. NIM v.140, p. 413, 1977.
- [16-5] A.Boldyrev et al. “The ATLAS TRT”. Instruments and Experimental Techniques, Vol. 55 No. 3 2012
- [16-6] ATLAS TRT (Трековый Детектор Переходного Излучения В Эксперименте ATLAS). <http://particle.mephi.ru/science/atlas/trt/>
- [16-7] В.Д.Пешехонов. «Координатные Детекторы на Основе Тонкостенных Дрейфовых Трубок». Физика ЭЧАЯ 2015, т.46, вып.1.
- [16-8] Spencer Klein. „The time projection chamber turns 25.“
<http://cerncourier.com/cws/article/cern/29014>
- [16-9] T.Lohse, W.Witzeling. „The time projection chamber.” Instrumentation in high energy physics, editor F. Sauli, World Scientific, 1992.
- [16-10] M. Anderson et al. “The STAR Time Projection Chamber: A Unique Tool for Studying High Multiplicity Events at RHIC.”
<http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0301015v1.pdf>,
<https://www.star.bnl.gov/public/tpc/tpc.html>
- [16-11] Аверьянов А.В. и др. «Время-проекционная камера детектора МРД на ускорительном комплексе НИКА». МСК СЯФ, Москва, 2012.
- [16-12] Тимошенко Г.Н. “Методы Экспериментальной Ядерной Физики.” МУПОЧ “Дубна.” Учебное пособие.
- [16-13] ALICE Collaboration. “Addendum to ALICE TDR 8.” CERN/LHCC 2002–016.
- [17-1] A.Oed. „Position-Sensitive Detector With Micro-strip Anode for Electron Multiplication with Gases“. NIM A263 (1988) 351.
- [17-2] F.Sauli, RD-28 Status Report: CERN/LHCC 96-18, LDRB Status Report/RD-28, February 14, 1996.
- [17-3] „MSGC: MICRO-STRIP GAS CHAMBERS“
<http://gdd.web.cern.ch/GDD/msgc.html>
- [17-4] Y.Giomataris, G.Charpak, «A hadron-blind detector,» NIM. A310 (1991) 589-595.
- [17-5] Y.Giomataris, Development and prospects of the new gaseous detector ‘MicrOMEGAs’, NIM. A 419 (1998) 239.

- [17-6] Y. Giomataris et al., “MicrOMEGAs: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments”, NIM. A 376 (1996) 29.
- [17-7] G.Charpak et al., “MicrOMEGAs, a multipurpose gaseous detector”, NIM. A478 2002.
- [17-8] S.Andriamonje, «Development and performance of Microbulk Micromegas detectors,» 2010 JINST 5 P02001.
- [17-9] Cast CERN Axion Solar Telescope
- [17-10] nTOF The neutron time-of-flight facility at CERN
- [17-11] A.L.Gongadze. “Micromegas Chambers for the Experiment ATLAS at the LHC.” Physics of Particles and Nuclei Vol. 47 No. 2, 2016
- [17-12] M.Bianco. “Micromegas for the ATLAS Muon System Upgrade” CERN, 18.06.2014. <https://indico.in2p3.fr/event/10020/session/15/material/0/0.pdf>
- [17-13] F.Sauli, «GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors,» NIM A386 (1997) p. 531
- [17-14] Fabio Sauli. “The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications”. NIM A, V. 805, (2016), p.2
- [17-15] The KLOE-2 Collaboration. “Technical Design Report of the Inner Tracker for the KLOE-2 experiment” <http://arxiv.org/abs/1002.2572v1>
- [17-16] Balla A. et al. „The cylindrical GEM detector for the KLOE-2 Inner Tracker”. JINST 9 (2014) no.01, C01014
- [17-17] LHCb Muon System Technical Design Report. CERN- LHCC-2001-010, May 2001.
-
- [19-1] G.Hallewell et al. “A Versatile Evaporative Cooling System Designed for Use in an Elementary Particle Detector.” Int. J. Thermophys (2007) 28: p.1730
- [19-2] M.Battistin et al. “The Thermosiphon Cooling System of the ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider.” International Journal of Chemical Reactor Engineering. 2015; 13(4), p.511
- [19-3] Y. Arai et al. “ATLAS Muon Drift Tube Electronics.” 2008, JINST, 3, P09001
-
- [20-1] Дедович Д.В. и др. “Прибор для измерения натяжения сигнальной проволоки в дрейфовых трубках.” Сообщение ОИЯИ P13-2001-201, Дубна.
- [20-2] Д.В.Дедович и др. «Высокочувствительный стенд контроля герметичности дрейфовых трубок». Сообщение ОИЯИ, P13-2001-200.
- [20-3] V.Braic et al. “Leak Detection System for Mass-production of DT Detectors”. ATLAS Internal Note MUON-NO-225. 1998.
- [20-4] Ed. M.Wutz et al. “Theory and practice of vacuum technology”. Friedr.Vieweg & Sohn Verlag Gmbh, Braunschweig, 1999.
- [20-5] M.Baretta et al. “MDT commissioning procedures. Guidelines for certifying RFI chambers.” ATL-MUON-2004-022. 2004.
- [20-6] Барашков А.В. и др. “Система Контроля Герметичности BMS/BMF MDT Камер Мюонного Спектрометра Эксперимента ATLAS.” Сообщение ОИЯИ, P13-2005-213.

- [20-7] Госткин М.И. и др. “Стенд для ВВ тестирований дрейфовых трубок мюонной системы установки ATLAS.” Сообщения ОИЯИ, P13-2001-212.
- [20-8] Госткин М.И. и др. “Измерение позиции сигнальной проволоки в дрейфовых трубках мюонной системы установки ATLAS с помощью рентгеновского излучения”. Сообщение ОИЯИ, P13-2001-197.
- [20-9] I.R.Boyko et al. “Determination of the Spatial Position of Signal Wires in Drift Tubes Using an X-rays Beam”. JINR Rapid Comm. 2(70)-95.
- [20-10] E.Gschwendtner et al. “Analysis and Results from Measurements on an X-ray Tomograph of Large Full-Scale MDT Prototypes”. CERN, ATL-MUON-98-175.
- [20-11] M.Bertani et al. “BESIII. Status and activities”. 49th LNF Scientific Committee. 2015.
- [20-12] И.Р.Бойко и др. «Старение Алюминиевых Дрейфовых Трубок...», ПТЭ, 1995, #6, ст.60
- [20-13] M.Svanidze et al. “First results obtained by the GELATICA Network of the Cosmic Rays Stations in Georgia”, GESJ: Physics 2011, No.1(5), p. 84.
- [20-14] R. Acquafredda et al. “The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam.” INST 4 P04018, 2009.
- [20-15] M.Dikken et al. “The RASNIK in-plane alignment system.” ATLAS Internal Note MUON-No-184, 1997.
- [20-16] Ackermann K. et al. “Cross-plate sag compensation in the assembly of the MDT chamber.” ATL-MUON-97-153; ATL-M-PN-153.CERN, 1997.
- [20-17] Барашков А.В. и др. “Система компенсации прогиба для сборки MDT-камер эксперимента Atlas.” Сообщения ОИЯИ, P13-2005-29.
- [20-18] ედიშერ ცხადაძე. „დრეიფული კამერების სისტემების შემუშავება და შექმნა მაღალი ენერგიების ფიზიკის ექსპერიმენტებისათვის“. სადოქტორო დისერტაცია. საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ფიზიკის ინსტიტუტი. 2005 წ.