

**Univerzitet u Novom Sadu  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
Institut za fiziku**

Природно-математички факултет  
Радна комадица за одимских послова

ПРИМЕНА:	29-06-1992.
Орг. јед.	ПРОЈ
03	10/У9

**DIPLOMSKI RAD**

**ТЕМА:**

**ДЕТЕКТОРИ ČESTICA U FIZICI  
VISOKIH ENERGIJA  
sa posebnim osvrtom na  
MODERNE JONIZACIONE DETEKTORE**

**Kandidat:  
Vojislav Ivoš**

**NOVI SAD, 1992.**

Zahvaljujem svom profesoru dr Miljanu Nikoliću na svesrdnoj pomoći koju mi je pružio prilikom izrade ovog rada.

Vojislav Ivoš

## **SADRŽAJ:**

UVOD	.....2
1.) AKCELERATORI, SNOPOVI, METE I VRSTE EKSPERIMENTATA U FIZICI VISOKIH ENERGIJA	.....3
2.) OPŠTE KARAKTERISTIKE I PODELA DETEKTORA	.....19
3.) MODERNI JONIZACIONI DETEKTORI I ODREĐIVANJE TRAGOVA	.....37
4.) MERENJE VREMENA, ENERGIJE, I IDENTIFIKACIJA ČESTICA	.....57
5.) POSTOJEĆI VELIKI DETEKTORI I BUDUĆI PROBLEMI	....64
6.) NAJNOVIJA ISTRAŽIVANJA - NEKI PRIMERI	.....76
ZAKLJUČAK	.....81
LITERATURA	.....82
PRILOZI	

## UVOD

Ovaj rad je posvećen detektorima - uređajima koji se koriste u mnogim oblastima ljudskog delovanja van fizike (medicina...), iako nastaju prevashodno kao rezultat potrebe eksperimentalnih fizičara. U stvari, razvoj detektora je eksperimentalna fizika par excellence, i uvek se nalazi na frontu istraživanja nauke. Kao što je Geiger, radeći u Rutherfordovoj laboratoriji, konstruisao brojač da bi lakše, i tačnije, registrovao nove pojave, tako i današnje vreme ima svog Charpaka ili Nygrena i njihove moćne detektore. Ti detektori kasnije lako nađu primenu i u drugim oblastima (elektronsko-pozitronska tomografija je sada vrhunska tehnologija u medicini, a nastala je iz potreba fizike visokih energija).

Isto tako, za fiziku visokih energija, interesantni su razni izvori čestica. To mogu biti čestice iz akceleratora, kosmičko zračenje, reaktorske čestice, itd. Ipak, svojim značajem se izdvajaju akceleratorske čestice.

U ovom radu će biti obrađeni samo detektori koji se koriste u fizici visokih energija, i snopovi čestica visoke energije dobijeni pomoću akceleratora.

## 1.) AKCELERATORI, SNOPOVI, METE I VRSTE EKSPERIMÉNTA U FIZICI VISOKIH ENERGIJA

### 1.1) UVOD

Vrlo važno je, pri izučavanju fizike čestica, shvatanje principa na kojima se zasnivaju akceleratori, snopovi i detektori, jer se pomoću njih čestice ubrzavaju, kontrolišu se njihove putanje i mere njihove osobine. Postoji ograničen broj tipova akceleratora i detektora u opštoj upotrebi, ili nih koji su se u prošlosti pokazali kao značajni za ovakav azov fizike čestica. Ovde će biti navedene samo osnovne tehničke osobine, i to samo u meri koja je dovoljna za razumevanje primene ovih tehnika u fizici čestica.

### 1.2) UBRZAVANJE ČESTICA I SNOPOVI

#### 1.2.1) Uvod

Akceleratori čestica i njihove spoljašnje linije snopova su ključni elementi u većini eksperimenata fizike čestica.

Naelektrisane čestice ubrzavaju se prolaskom kroz oblast potencijalne razlike, što je u praksi obično rezonator - šupljina ispunjena radiofrekventnim (RF) poljem koje je u takvoj fazi da se čestice ubrzavaju dok prolaze kroz šupljinu. Primenljive jačine polja i dimenzije šupljina su takve da jedan prolazak čestice kroz šupljinu proizvodi prilično malo ubrzanje. Čestica ili mora da prođe mnogo takvih rezonatora, ili mora, vodena po cikličnoj putanji, da prođe kroz istu grupu rezonatora mnogo puta.

Kod linearnih akceleratora, linearna radiofrekventna konstrukcija koja se napapaja RF snagom iz mnogo klistrona, proizvodi talas koji putuje duž konstrukcije brzinom jednakom brzini čestica koje se ubrzavaju. Tako čestice, svo vreme svog leta provode u ubrzavajućoj fazi talasa. Najveći linearни akcelerator je, dve milje dugački, SLAC (Stanford Linear Accelerator Centre), koji ubrzava elektrone do energija od 30 GeV.

Kod cikličnih akceleratora, magnetno polje se koristi da vodi nanelektrisane čestice po kružnoj putanji tako da one

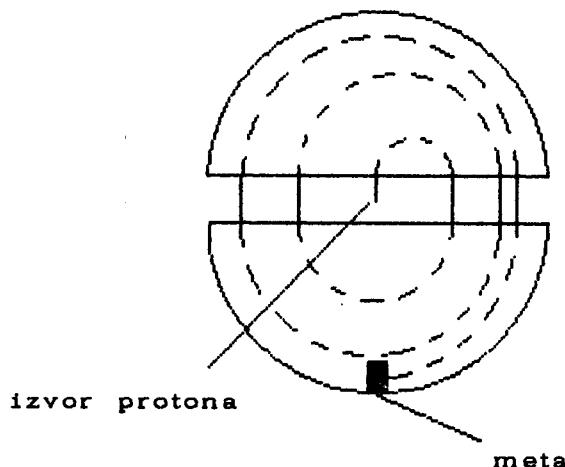
mnogo puta prolaze kroz isti prostor za ubrzavanje. Na primer kod ciklotrona, koji su bili važna karika u razvoju fizike čestica, protoni, ili neke druge teže nanelektrisane čestice, kreću se unutar dve vakuumske šupljine D oblika između kojih se uspostavlja naizmenična potencijalna razlika (slika 1). Magnetno polje, normalno na ravan šupljina, prouzrokuje da se čestice konstantnog impulsa kreću po kružnoj putanji poluprečnika R:

$$R = \frac{pc}{Be}$$

p - impuls

e - nanelektrisanje

B - magnetno polje



**slika 1**

**Princip rada ciklotrona**

Frekvencija naizmenične potencijalne razlike, koja vlada u prostoru između dva duanta D, mora da bude takva da se čestice ubrzavaju svaki put kad se nađu u tom prorezu.

Ugaona frekvencija je tada data kao:

$$\omega = \frac{Be}{mc}$$

m - masa čestice

Ugona je nezavisna od impulsa čestice, sve dok je masa konstantna. Pri većim energijama, naravno, pojavljuju se relativistički efekti, pa konstantna frekvencija više ne daje dobre rezultate.

U sinhrotronima, čestice se održavaju na konstantnom poluprečniku u prstenastoj vakuumskoj komori koja se nalazi

u magnetnom polju. Stoga, magnet takođe može biti prstena-stog oblika, tj. ne mora da pokriva celu kružnu površinu kao kod ciklotrona. Pošto je radijus orbite konstantan, mora se povećavati jačina magnetnog polja da se zadrže na istoj orbiti čestice sa sve većim i većim impulsom. Kružna frekven-cija, u bilo kom momentu, je:

$$\omega_0 = \frac{BeC}{E} \quad E - \text{ukupna energija čestice}$$

Ubrzanje se postiže na taj način što čestice prolaze kroz jedan ili više RF rezonatora po obimu prstena u kojima vlada RF polje odgovarajuće faze. U praksi, u akceleratorima su čestice uvek grupisanje u pakete (bunch) od kojih nekoliko može biti prisutno u isto vreme. U svim mašinama visokih energija čestice se prvo ubrzavaju linearnim akceleratorom, pre nego što se ubace u sinhrotron. Za elektrone, koji postaju relativistički već pri relativno malim energijama, brzina, a samim tim i frekvencija akceleracije, je približno konstantna. Međutim to nije slučaj kod protona.

### 1.2.2) Sudarajući snopovi (kolajderi) i raspoloživa energija u sistemu centra mase

Kada se čestica mase  $m$  i ukupne energije  $E$  sudari sa česticom iste mase  $m$ , koja je u mirovanju, raspoloživa energija u sistemu centra mase te dve čestice je

$$E'^2 = s = m^2 + 2mE \quad *)$$

Tako, na visokim energijama, gde je  $E \gg m$ , energija koja je na raspolaganju u sistemu centra mase raste tek kao kvad-

\*)  $c = 1$  metrika:  $(4\text{-impuls})^2 = (\text{energija})^2 + (3\text{-impuls})^2$

Dve čestice: A, B      Ukupan sistem:  $P^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2$

$$P^2 = (E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a^2 + \vec{p}_b^2)^2$$

Lab. sistem:

$$\begin{aligned} E_a &= E_b, \quad \vec{p}_a \\ E_b &= m_b, \quad \vec{p}_b = 0 \end{aligned} \quad P^2 = E_a^2 + E_b^2 + 2E_a E_b - \vec{p}_a^2 - \vec{p}_b^2 - 2\vec{p}_a \cdot \vec{p}_b$$

$$P^2 = m_a^2 + m_b^2 + 2E_a m_b \Rightarrow E_{cm} = \sqrt{m^2 + 2E_{snop} M_{meta} + M^2}$$

$$\text{Sist. centra mase: } \vec{p}_a = -\vec{p}_b \Rightarrow P^2 = (E_a + E_b)^2 \Rightarrow E_{cm} = 2E$$

ratni koren energije čestice  $E$ , jer veliki deo ukupne energije odlazi na povećanje brzine samog sistema centra mase. Da bismo postigli vrlo visoke energije u sistemu centra mase, na primer potrebne za produkciju teških čestica kao što su  $W$  i  $Z$ , energija akceleratora sa nepomičnom metom morala bi da bude ogromna. Međutim, za dve čestice iste mase i istog, ali suprotno orijentisanog impulsa, sistem centra mase se poklapa sa laboratorijskim sistemom, pa je raspoloživa energija, jednostavno,  $2E$ . Tako će dve čestice sa energijama od 50 GeV, ako se čeonon sudare, dati u sistemu centra mase energiju od 100 GeV, dok bi za postizanje tolike energije u sudaru protona sa nepomičnom metom bilo potrebno da proton ima energiju  $\sim 5000$  GeV.

Korišćenje kolajdera počelo je sa skladišnim prstenom ISR u CERN-u. Prsten je radio kao pp- kolajder. Nije bio u stanju da ubrzava čestice, već su se u njemu akumulirale i posle određenog vremena (dana!) sudarale. Prsten je zatvoren 1984. godine, jer su ga iz upotrebe istisnuli pravi kolajderi.

Praktične granice jačine magnetnog polja koje se mogu postići (trenutno  $\sim 5$  T, sa superprovodnim magnetima)<sup>\*)</sup>, kao i ograničene dimenzije prstena, nameću za postizanje najvećih energija upotrebu kolajdera. Ako su čestice suprotnog električnog naboja, kao elektroni i pozitroni, ili protoni i antiprotoni, oba snopa se mogu ubrzavati kao paketi čestica koji cirkulišu u istom prstenu mimoilazeći se i sudarajući se samo na mestima gde su postavljeni detektori i gde se izvode eksperimenti. Za čestice istog nanelektrisanja (na primer pp) potrebni su odvojeni prstenovi koji se ukrštaju.

Da bi se postigla adekvatna verovatnoća interakcije, broj upadnih čestica i gustina nepokretne mete moraju biti dovoljno veliki. Broj interakcija (za "tanku" metu) je približno:

$$N_I = N_P N_T n \sigma$$

$N_I$  - broj interakcija u sekundi  
 $N_P$  - broj upadnih čestica po impulsu akceleratora  
 $N_T$  - broj čestica mete po jedinici površine  
 $\sigma$  - efikasni presek interakcije  
 $n$  - broj impulsa akceleratora u sekundi

$$N_T = \frac{N_A}{A} \rho t N$$

$N_A$  - Avogadrov broj  
 $A$  - atomska težina  
 $\rho$  - gustina mete  
 $t$  - debljina mete  
 $N$  - broj čestica mete po atomu

Često nas interesuju procesi koji imaju vrlo mali efikasni presek, tek nekoliko nanobarna ( $10^{-33} \text{ cm}^2$ ). Tipičan eksperiment sa nepomičnom metom - 1 m tečnog vodonika - bombardovanog sa  $10^7$  čestica po impulsu akceleratora, svakih deset sekundi, davaće  $\sim 4 \times 10^{-4}$  interakcija u sekundi za svaki nanobarn efikasnog preseka, pri  $N_p N_T n \sim 4 \times 10^{31}$ . Potpun kružni snop sa  $\sim 10^{13}$  čestica po impulsu akcelatora, dao bi  $\sim 40$  interakcija/s/nb, ali takvi fluksevi su retko upotrebljivi u eksperimentima.

Za dva sudarajuća snopa verovatnoća interakcije se uobičajeno izražava pomoću "luminoziteta"  $L$ . \*) Tako je broj interakcija u jedinici vremena

$$N_I = L o$$

Luminozitet je jednostavno dat kao

$$L = \frac{n_1 n_2}{a} b f$$

$n_1, n_2$  - broj čestica u paketu u svakom snopu  
 $a$  - površina snopova pri ukrštanju  
 $b$  - broj paketa/snopu  
 $f$  - frekvencija rotiranja

\*) LUMINOZITET - broj sudara u sekundi po jedinici efikasnog preseka - veličina koja karakteriše uređaje sa sudarajućim snopovima, tzv. kolajdere. Luminozitet se obično označava sa  $L$  i ima dimenzije  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Luminozitet pomnožen sa efikasnim presekom datog procesa  $\sigma$  u  $\text{cm}^2$  daje broj odgovarajućih interakcija u sekundi.

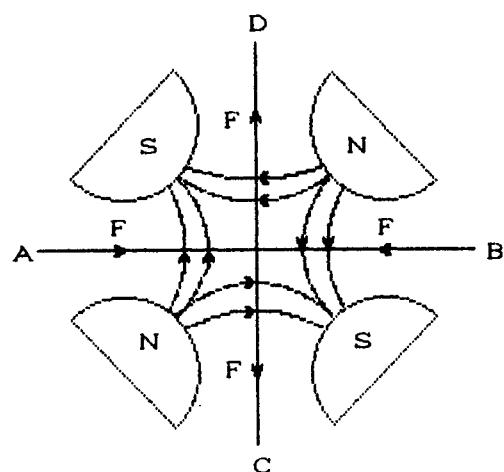
Koristi se i pojам integralnog luminoziteta  $L_i$ . To je proizvod luminoziteta sa vremenom (danom ili vremenom trajanja celog eksperimenta). Izražava se u nb ( $1 \text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Primer:  $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  odgovara integralnom luminozitetu od  $L_i = 900 \text{ nb}^{-1}$ , tj. može se dnevno očekivati 900 događaja sa efikasnim presekom od 1nb.

Postignuti su luminoziteti od  $\sim 10^{30} - 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  koji u kolajderskim mašinama mogu dati  $N_I \sim 10^{-3} - 10^{-2}$  interakcija u sekundi. Akceleratorska tehnologija je, dakle, u stanju da proizvede dovoljno intenzivne snopove da kolajderske mašine mogu postići verovatnoće interakcija koje su vrlo pogodne za ispitivanje.

### 1.2.3) Stabilnost snopa i konfiguracija akceleratorskih magneta

U visoko-energetskom akceleratoru, kao što je Super Proton Synchrotron (SPS) u CERN-u, protoni obidu prsten  $10^5 - 10^6$  puta, čime predu udaljenost od preko milion kilometara. Da bi se snop očuvao tokom čitavog ciklusa potrebno je da struktura grupa upravljačkih magneta bude takva da ne dozvoljava snopu da se defokusira, kao i da omogućava da se sve nestabilnosti snopa kontrolišu. Konkretno, moraju se izbeći ciklične nestabilnosti koje se akumuliraju, čime odstupanja od stabilne orbite postaju sve veća iz revolucije u revoluciju. Osobine fokusiranja magneta stoga su jedan od najznačajnijih parametara pri konstrukciji akceleratora.

Čestice odstupaju od idealne linije snopa skretanjem u pravcu radijusa, ili skretanjem u pravcu normalnom na ravan orbite - zbog transverzalnih ili betatronskih oscilacija, a takođe, odstupaju od idealne faze u odnosu na RF ubrzanje zbog sinhrotronskih oscilacija.



**slika 2**

Dijagram poprečnog preseka kroz kvadrupolni magnet.

Da bi se kontrolisale radijalna i vertikalna odstupanja od ravnotežne orbite potrebna su nam nehomogena magnetna polja koja će fokusirati snopove čestica kao što to čine sočiva u optičkom sistemu. Najčešće upotrebljavani magneti za fokusiranje su kvadrupolni magneti. Poprečni presek kroz takav magnet dat je na slici 2. Na čestice koje se kreću po osi snopa magnet ne deluje. Čestice koje se, u ravni AB, kreću van ose biće skrenute ka osi, pa je to ravan u kojoj se magnet ponaša kao konvergentno sočivo. U ravni CD, normalnoj na AB, čestice će biti otklonjene od ose, pa je to ravan u kojoj je magnet ekvivalent divergentnom sočivu. Konvergencija u obe ravni postiže se kombinacijom dva ili više kvadrupolnih magneta.

U početku je kod akceleratora bilo uobičajeno da se funkcije skretanja i fokusiranja čestica kombinuju u istim magnetima pogodnim oblikovanjem polova. Kasnije je postala praksa da se te funkcije razdvoje, pa se za skretanje koriste obični dipolni magneti, a za fokusiranje kvadrupolni (i neki još kompleksniji - oktopolni itd.) magneti.

Kod starijih mašina, betatronske oscilacije su bile takve veličine da je to zahtevalo vakuumske cevi većih poprečnih dimenzija, a time i vrlo skupe magnete sa velikom aperturom (procepom) između polova. Da bi radijalne betatronske oscilacije bile stabilne uslov je da se komponenta magnetnog polja normalna na ravan orbite menja kao  $r^{-n}$ , sa  $0 < n < 1$ . Frekvencije vertikalnih i horizontalnih oscilacija date su tada kao:

$$v_V = \omega_0 n^{1/2} \quad \text{i} \quad v_H = \omega_0 (1-n)^{1/2}$$

gde je  $\omega_0$  kružna frekvencija koja je već ranije definisana. Amplituda vertikalnih oscilacija je, s druge strane, proporcionalna sa  $n^{-1/2}$  pa je potrebna velika vrednost za n da bi se minimizovale dimenzije vakuumske cevi, a time i apertura magneta (i cena). Ideju jakog fokusiranja predložili su 1952. godine Courant, Livingston i Snyder, i ona se dokazala kao najbolje rešenje problema fokusiranja. Visoka vrednost n se koristi da smanji apertura magneta, a znak veličine n se menja kod svakog sledećeg magneta. Stoga je tipična konfiguracija pojedinačnog elementa akceleratora sa razdvojenim funkcijama FODO oblika:

Fokusiranje (kvadrupol) - Bez fokusa (dipol) - Defokusiranje (kvadrupol) - Bez fokusa (dipol)

Fokusiranje u jednoj ravni praćeno je defokusiranjem u drugoj, sa ukupnim rezultatom fokusiranja u obe ravni.

Sinhrotonske oscilacije potiču od pojave da čestica koja stigne ranije od većine čestica iz paketa u prostor za ubrzavanje, biva podvrgnuta većem ubrzavajućem polju od sinhronizovane čestice. Sa većom brzinom imaće i veći radijus orbite, pa će joj trebati više vremena da opet stigne u prostor za ubrzavanje. Čestice koje kasne iskusiće suprotan efekat. Dakle, čestice vrše oscilacije oko sinhronе pozicije u okviru paketa.

Važan prodor, bitan za uspeh pp- kolajdera, je učinjen otkrićem i primenom ideje stokastičkog hlađenja (Van der Meer, 1972. godine). Antiprotoni proizvedeni sudarima protona sa nepomičnom metom imaju širok spektar energija i uglova. Da bi se antiprotoni uspešno ubrzali, sa što manjim gubicima, širina spektra energija i pravaca (spread) treba da je što manja. Korisni fluks antiprotona može se uvećati, ako se  $\approx$  ohlade, tj. ako se sve komponente impulsa ujednače. Metod stokastičkog hlađenja sastoji se u akumuliranju antiprotona u prstenu, na relativno malim energijama. Posebnim elektrodama očitavaju se položaji čestica u odnosu na centar paketa i, na osnovu toga, šalju korekcioni signali magnetima duž prstena. Tek ohlađen snop antiprotona se ubacuje u glavni akceleratorski prsten.

#### 1.2.4) Sinhrotronsko zračenje

Naelektrisana čestica koja se ubrzava emituje elektromagnetnu radijaciju. Zato čestice koje se kreću po kružnoj putanji akceleratorskog prstena gube energiju takvim zračenjem. Gubitak energije po jednom obrtaju, za česticu koja se kreće po krugu, usled sinhrotronskog zračenja je

$$\Delta E = \frac{4\pi}{3} e^2 \beta^2 \frac{E^4}{Rm^4}$$

e - nanelektrisanje

$\beta$  - brzina

E - ukupna energija

m - masa

R - radijus orbite

Faktor  $m^{-4}$  znači da je ovaj efekat mnogo značajniji za elektrone nego za protone, i pri energijama koje su do sada postignute jedino je kod elektrona taj gubitak energije važan

faktor za konstrukciju akceleratora. Zbog faktora  $E^4$  efekat postaje vrlo ozbiljan pri većim energijama, mada se problem donekle olakšava povećanjem radijusa orbite  $R$ . Na LEP  $e^+ - e^-$  kolajderu srednji radius je 4.2 km i pri 55 GeV gubici usled sinhrotronske radijacije iznose 260 MeV po obrtaju. Za energije mnogo više od 150-200 GeV gubici u kružnim akceleratorima bili bi tako veliki da bi to zahtevalo neprihvatljivo veliku potrošnju kompenzujuće RF snage, i stoga su za veće energije jedina mogućnost linearni akceleratori.

### 1.2.5) Separatori čestica

Razdvajanje čestica različite mase kombinacijom električnog i magnetnog polja koristi se još od ranih dana atomske fizike. Za snopove čestica do energije od oko 7 GeV najčešće se koristi elektrostatička separacija, a pri energijama do približno 40 GeV efikasna je radiofrekventna separacija. U oba slučaja snopovi koji ulaze u separator moraju biti strogo definisanog impulsa da bi čestice različite mase imale različite brzine.

Elektrostatički separator se sastoji od dve paralelne ploče koje se održavaju na visokoj potencijalnoj razlici. Na čestice koje prolaze između ploča delovaće transverzalna sila  $Ee$  gde je  $E$  polje, a  $e$  nanelektrisanje. Ugaono skretanje je

$$\vartheta = \frac{p_T}{p} = \frac{EeL}{p\beta}$$

p - impuls snopa  
 $p_T$  - transverzalni impuls  
 E - jačina električnog polja  
 L - dužina separatora  
 $\beta = v/c$ , v - brzina, c = 1

Tako je za čestice mase  $m_1$  i  $m_2$ , sa brzinama  $\beta_1$  i  $\beta_2$  različka u skretanju:

$$\Delta\vartheta = \frac{EeL}{p} \left( \frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) \quad \text{gde je } \beta^2 = \frac{p^2}{m^2 + p^2}$$

dalje je

$$\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} = \left( 1 + \frac{m^2}{p^2} \right)^{-\frac{1}{2}} - \left( 1 + \frac{m^2}{p^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{2} \left( \frac{m^2}{p^2} - \frac{m^2}{p^2} \right)$$

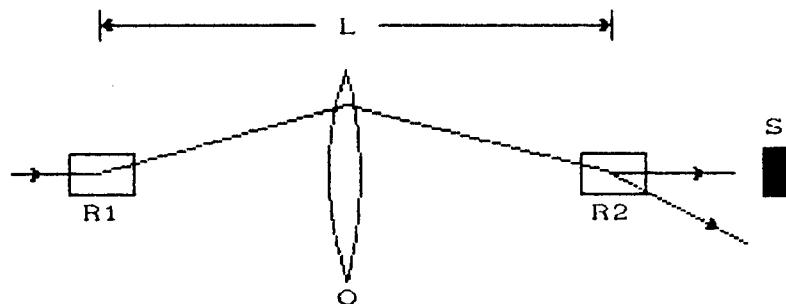
(relativistička aproksimacija)

$$\Delta\vartheta \approx \frac{EeL}{2p^3} \Delta(m^2)$$

Skretanje željenih čestica obično se kompenzuje vertikalnim skretnim magnetima na kraju separatora. Ugaono razdvajanje koje je rezultat prolaska čestice kroz separator pretvara se u prostorno razdvajanje, a tada se snop željenih čestica fokusira kvadrupolnim magnetima, i kroz prorez propušta dalje.

Kako elektrostatička separacija zavisi inverzno od trećeg stepena impulsa, postaje nemoguće dostići zadovoljavajuću separaciju iznad  $\sim 7 \text{ GeV/c}$ . Za snopove većeg impulsa, razvijen je metod razdvajanja po brzinama koji se zasniva na vremenu preleta čestica između dve RF šupljine. Princip rada je prikazan na slici 3. Grupa čestica, dobro definisanog impulsa prolazi kroz prvi RF separator  $R_1$ , koji je obično cilindrični talasovod, i trpi transverzalno otklanjanje koje varira po veličini u zavisnosti od faze RF ciklusa na koju je grupa čestica naišla u separatoru. Otklonjeni snop se kvadrupolom  $Q$  fokusira na drugi separator  $R_2$ . Ako se udaljenost separatora  $L$ , i relativne faze RF polja u šupljinama pogodno podese, neželjene čestice dobije otklon koji upravo poništava prethodni, dok se kod čestica koje nas zanimaju otklon duplira. Neželjene čestice se jednostavno zaustave preprekom - apsorberom  $S$ . Treba ispuniti uslov

$$\frac{L}{\beta_1 c} = \frac{1}{2f} \quad f - \text{radio frekvencija}$$



**slika 3**

Separacija čestica korišćenjem radiofrekventnih komora

Da se poništi skretanje neželjenih čestica

$$\frac{L}{\beta_2 c} = \frac{1}{f}$$

pa je  $f L = \beta_2 c$  i uslov je zadovoljen za jednu veličinu (ili diskretnu seriju koja dopušta druge umnoške od  $1/f$ ) impulsa

ako su f i L fiksirani. Ako imamo dve vrste neželjenih čestica, kao što su  $\pi^+$  i p u  $K^+$  snopu, opet je moguće postići separaciju pri određenom impulsu podešavajući dužinu tako da dve neželjene čestice stignu u R2 u faznom intervalu  $2\pi$ . To fiksira impuls na kome sistem radi, ali se fleksibilnost može postići upotrebom tri RF rezonatora. Za elektronske eksperimente, koji zahtevaju duge impulse snopova, visoko obogaćeni snopovi korišćeni su do 38 GeV/c, uz upotrebu superprovodnih RF rezonatora.

#### **1.2.6) Snopovi čestica u eksperimentima se nepokretnom metom**

Tokom izvođenja eksperimenata sa nepokretnom metom potrebno je znati prirodu i impuls upadne čestice koja interaguje sa vodonikovim, ili nekim kompleksnim jezgrom. Ovo se može postići ili korišćenjem čistog snopa u kom su jedino željene čestice, vrlo dobro određenog impulsa, ili korišćenjem snopa koji je mešavina čestica nastalih bombardovanjem primarne mete protonima, ali uz uslov da identifikujemo čestice pre nego što dođu do sekundarne mete, i ispitujući samo interakcije željenih upadnih čestica. Za mehuraste komore (koje se ne mogu okidati) vreme ciklusa je relativno dugačko ( $\sim 0.1$  do nekoliko sekundi) i prihvatljiv broj čestica po ekspanziji je mali u poređenju sa elektronskim eksperimentima ( $20-30$  prema  $10^6 - 10^7$ ). Iz ovih razloga korišćenje čistih snopova ima prednost kod eksperimenata sa mehurastom komorom.

Pri sudaru ubrzanih protona energije veće od nekoliko GeV sa čvrstom metom unutar, ili van akceleratorske vakuumske cevi, proizvešće se mnoge vrste čestica. Od pozitivno nanelektrisanih očekujemo p,  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $\Sigma^+$ , i kao produkt rasпадa ovih,  $\mu^+$  i  $e^+$ . Od negativnih dobićemo  $\pi^-$ ,  $p^-$ ,  $K^-$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Omega^-$ ,  $\mu^-$ ,  $e^-$ , dok će od neutralnih biti  $\pi^0$ ,  $K^0$ , n,  $\Lambda^0$ ,  $\Xi^0$ , v. Neke od ovih čestica imaju veoma kratka vremena života u mirovanju ( $\sim 10^{-10}$  s) i pri nižim energijama raspašće se blizu primarne mete. Pri visokim energijama, vreme života se produžuje relativističkom dilatacijom, pa su čak i snopovi kratkoživućih hiperona  $\Sigma$  i  $\Xi$  korišćeni u eksperimentima. Protoni, neutroni,  $\pi^+$  i  $\pi^0$  su čestice koje se najčešće direktno dobijaju sa primarne mete. Eksperimenti kojima su potrebni čisti snopovi nekih drugih čestica moraju raspolagati metodom za efikasno uklanjanje protona i piona.

Dipolni magneti u kombinaciji sa kolimatorima, mogu da posluže za razdvajanje čestica po naboju i impulsu. Kvadrupolni magneti se koriste da fokusiraju snop čestica, koji može biti ukupne dužine nekoliko stotina metara. Dok su skretni magneti ekvivalenti optičkih prizmi, dotle su kvadrupolni magneti ekvivalenti optičkih sočiva.

Navećemo načine dobijanje nekih vrsta snopova.

### **$\gamma$ - snopovi**

Snopovi fotona mogu se dobiti zakočnim zračenjem (bremsstrahlung) elektronskog snopa, ili kao posledica raspada neutralnih  $\pi$  čestica, nastalih interakcijom protonskog snopa sa metom. Naelektrisane čestice, ukoliko ih ima u fotonском snopu, mogu se odstraniti pomoću kolimatora i skretnih magneta. Udeo čestica bez naboja (uglavnom neutrona) može se smanjiti propuštanjem snopa kroz tečni deuterijum. Energija  $\gamma$ -kvanata može se odrediti ako se snop elektrona poznate energije, uputi na tanku metu visokog rednog broja Z. Usled efekta zakočnog zračenja, u meti se stvaraju fotoni određene energije. Merenje energije elektrona nakon prolaska kroz metu, uz korišćenje zakona konzervacije energije, pokazaje kolika je energija fotona.

### **Neutrinski snopovi**

Neutrini uglavnom potiču od raspadnutih piona i kaona. Mionski neutrino se stvara u dvočestičnim raspadima:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu \\ K^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

a elektronski neutrino u tročestičnim raspadima:

$$\begin{aligned}K^+ &\rightarrow e^+ \pi^0 \nu_e \\ K^- &\rightarrow e^- \pi^0 \bar{\nu}_e\end{aligned}$$

pri čemu je fluks elektronskih neutrina 100 puta slabiji od fluksa mionskih neutrina.

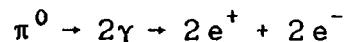
Linija za proizvodnju neutrina se sastoji od tanke mete koja stvara pione i kaone, od prostora za raspad tih čestica

(decay region), i na kraju od debelog zemljanog apsorbera koji je zadužen za apsorpciju hadrona i neraspadnutih miona.

Postoji dva tipa neutrinskih snopova. Ako se pioni i kaoni skupljaju sa mete pod stalnim uglom, ali u širokom spektru impulsa, rezultujući snop neutrina će imati visok intenzitet, ali će energetski spektar biti vrlo širok. Drugi tip neutrinskog snopa (sa mnogo užim energetskim spektrom) dobija se ako se pre ulaska u prostor za raspad, izvrši razdvajanje mezona po impulsima. Integralni intenzitet takvog snopa je mnogo manji od prethodnog.

### **Elektronski/pozitronski snopovi**

Sekundarni elektronski/pozitronski snopovi mogu se dobiti iz protonskog sinhrotrona ukoliko se snop protona usmeri na tanku metu za stvaranje neutralnih piona. Njihov raspad dovodi do pojave fotona, koji, opet, kreiraju parove elektron-pozitron:



### **Mionski snopovi**

Mionski snopovi koriste se za visokoenergetske lepton-sko - hadronske interakcije. Mogu imati veće energije i intenzitete od ostalih leptonskih snopova (elektroni), a zbog svoje veće mase koriste se i sa debljim metama.

### **Pionski, kaonski, protonski i antiprotonski snopovi (naelektrisani hadronski snopovi)**

Sekundarni snopovi naelektrisanih hadrona dobijaju se delovanjem primarnog protonskog snopa na metu. Izdvajaju se čestice koje izleću sa mete u određenom intervalu uglova i impulsa. Određene komponente tako dobijenog snopa možemo izdvojiti elektrostatičkim separatorom, ako su u pitanju manje energije, ili postavljanjem određenih filtera na put snopa.

### **Kaonski, neutronski i antineutronski snopovi (nenaelektrisani hadronski snopovi)**

Snop dugoživućih neutralnih hadrona može se dobiti ako se iza mete postavi tanki radijator koji služi za konver-

tovanje fotona u željene čestice. Iza toga se nalaze kolimatori koji formiraju snop, i magneti za skretanje koji izbacuju čestice sa nabojem iz snopa (jedna od osobina svih neutralnih snopova je da uvek idu pravo od mesta produkcije do mesta upotrebe).

Sadržaj neutrona u neutralnom hadronskom snopu je uvek za nekoliko redova veličine veći od sadržaja kaona, sem ako je na put snopa postavljen apsorber koji zaustavlja neutrone, pa time i povećava relativnu zastupljenost kaona u snopu.

### **Hiperonski snopovi**

Hiperonski snopovi se takođe dobijaju sa mete. Pri malim energijama se javlja teškoća, jer im je srednji slobodni put do raspada tek nekoliko centimetara. Međutim, sa porastom impulsa dolazi i do porasta srednjeg slobodnog puta.

Iako se veliki deo eksperimenata u fizici čestica zasniva na korišćenju čestica koje su dobijene na opisane načine, postoje i takvi eksperimenti, kao što su oni čiji je cilj da registruju raspad protona, koji uopšte ne koriste snopove čestica iz akceleratora (mogu koristiti reaktorske neutrine, kosmičke zrake, itd.)

### **1.3) METE**

U eksperimentima sa nepokretnom metom koriste se obično ili metalne mete, ili mete koje sadrže tečni vodonik ili deuterijum.

Prednost metalnih meta je što se lako pripremaju za eksperiment, i što je još važnije, imaju vrlo visoku verovatnoću interakcije. Mana im je što u takvim metama dolazi do višestrukog rasejanja čestica, kao i do apsorpcije čestica stvorenih u samoj meti.

Mete od tečnog vodonika pružaju povoljne uslove za proučavanje hadronskih rezonanci, jer do rasipanja snopa, ili do nuklearne apsorpcije, ovde dolazi u vrlo maloj meri. Verovatnoća interakcije sa snopom je, s druge strane, vrlo ma-

la, što je i za očekivati ako znamo da je gustina tečnog vodonika  $0.070 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ . S obzirom da se tačka ključanja tečnog vodonika nalazi na 20K, postoji još mnoštvo uređaja koji su zaduženi za održavanje mete na tako niskoj temperaturi.

Jedino se kod mete od tečnog vodonika ne javljaju problemi sa Fermievim impulsom (Fermi momentum) i sa nuklearnim zaklanjanjem.

Fermiev impuls je impuls nukleona u jezgru. Neodredenost tog impulsa smanjuje određenost impulsa novonastalih čestica, odnosno smanjuje se rezolucija eksperimenta. (Kod vodonika se ne razlikuje kretanje jezgra i kretanje protona u "jezgru").

Nuklearno zaklanjanje je pojava da čestice iz snopa sa većom verovatnoćom interaguju sa nukleonima na koje prvo naiđu, nego sa onima sa suprotne strane jezgra. Kao da se jedni nukleoni nalaze u "senci" drugih pri čemu se umanjuje verovatnoća interakcije celog jezgra, odnosno, bude manja od zbira verovatnoća interakcije pojedinačnih nukleona.

Za pojedine primene koriste se još neke vrste mete kao što su aktivne mete (žive mete), polarizovane mete, gasni mlaz, smetlišta snopova (beam dumps) tj. potpuno zaustavljanje snopa, itd.

- Aktivna meta je ujedno i meta i detektor, a tipičani slučajevi su mehurasta komora i nuklearna emulzija. Sličan primer imamo kod meta izrađenih od kristala Si ili Ge, koje koriste sopstvene poluprovodničke efekte za merenje porasta energije kristala pri eksperimentu (žive mete).

- Polarizovane mete se koriste u ispitivanju zavisnosti čestičnih interakcija od spina. Na složen način se postiže polarizacija protona (vodonika) u meti: prvo se magnetnim poljem, na niskoj temperaturi postiže skoro potpuna polarizacija slobodnih elektrona, da bi se zatim pogodnim izborom RF polja (kuplovanjem spinova) ta polarizacija prenela i na protone.

- Gasni mlaz se obično koristi u akceleratorskoj cevi. U tačno određenom trenutku akceleratorskog ciklusa, na put snopa čestica, ubrizgava se uzan snop gasa. Pogodnost ove

tehnike je što područje interakcije mogu da napuste (a time i da budu detektovane) i čestice-prodукti sa vrlo malom energijom. Glavna mana ove metode je što gasni mlaz remeti postignuti vakuum u prstenu. Primena ove mete povlači za sobom upotrebu snažnih difuzionih pumpi koje smanjuju pritisak gasa u blizini mesta interakcije.

- Smetlišta snopova (beam dumps) sastoje se od velike mase apsorbera kome je jedina uloga da što pre apsorbuje hadrone nastale u interakciji. Tada se za mione i ostale čestice koje izleću iz apsorbera, sa većom sigurnošću može tvrditi da su nastale usled interakcije, a ne usled raspada hadrona.

#### **1.4) VRSTE EKSPERIMENTATA U FIZICI VISOKIH ENERGIJA**

Postoje dve velike, principijelno različite, grupe opita. Eksperimenti sa nepokretnom metom (koja može biti čvrsta, ali i tečna i gasovita), i kolajderski eksperimenti. Može se navesti i treća grupa opita ali ona ne koristi akceleratore. Tu spadaju ispitivanja raspada protona.

Opširniji pregled vrsta eksperimenata vrlo lepo je dat u prilogu, u članku D.J. Millera, I deo.

## 2.) OPŠTE KARAKTERISTIKE I PODELA DETEKTORA

### 2.1) OPŠTE KARAKTERISTIKE DETEKTORA

Iako je razvoj nuklearne i fizike elementarnih čestica uneo u upotrebu mnogo vrsta detektora, oni se zasnivaju na istom fundamentalnom principu: predaja dela, ili celokupne energije zračenja detektorskoj masi, gde se ona prevodi u neku drugu formu energije koja je pogodnija za ljudsko opažanje.

Naelektrisane čestice predaju svoju energiju materiji direktnim sudarima sa atomskim elektronima čime izazivaju ekscitaciju ili ionizaciju atoma. Neutralne čestice, nапротив, moraju prvo proći kroz neku vrstu reakcije u detektoru, čiji proizvod su naelektrisane čestice koje ionizuju i ekscituju atome radne zapremine detektora. Oblik u kom se pojavljuje predata energija zavisi od detektora i njegove konstrukcije. Gasni detektori, na primer, konstruisani su tako da direktno prikupljaju ionizacione elektrone za formiranje strujnog signala, dok u scintilatorima ekscitacija i ionizacija doprinose pojavi molekularnih prelaza čiji krajnji rezultat je emisija svetlosti. Slično, u fotografskim emulzijama ionizacija izaziva hemijske reakcije koje omogućuju formiranje latentne slike traga, itd.

Moderni detektori su danas pretežno električne prirode, tj. u nekom trenutku informacija iz detektora se pretvara u električni signal koji je pogodan za elektronsku obradu. To je posebno značajno u svetu savremene revolucije u primeni kompjutera i sofisticirane elektronike. Zaista, većina današnjih detektora se ne bi ni mogla koristiti bez kompjutera i vrlo precizne i brze elektronike.

Ovo ne znači da se ne upotrebljavaju i mnogi drugi detektori, ali ako se ikako mogu upotrebiti oni koji signal pretvaraju u električni, tada se oni i upotrebljavaju.

#### 2.1.1) Osetljivost detektora

Prva osobina detektora je njegova osetljivost, tj. sposobnost proizvodenja korisnog signala za dati tip zračenja i energije. Ni jedan detektor ne može biti osetljiv na sve vrste radijacije. Oni se čak i konstruišu tako da budu osetljivi na određenu radijaciju, u određenom domenu energije. Osetljivost

detektora zavisi od sledećih faktora:

- od efikasnog preseka reakcija ionizacije u detektoru
- od mase detektora
- od šuma samog detektora (sa pripadajućom elektronikom)
- od zaštitnog materijala koji okružuje osetljivu zapreminu detektora.

Efikasni presek i masa detektora određuju verovatnoću da će upadno zračenje deo, ili ukupnu energiju transformisati u detektoru u ionizaciju. Kao što znamo, nanelektrisane čestice vrlo lako ionizuju, pa će i u detektorima male gustine i zapremine doći do ionizacije. To nije slučaj za neutralnu radijaciju, koja prvo mora da izazove interakcije koje za rezultat imaju nanelektrisane čestice sposobne da ionizuju detektorski medijum. Efikasni presek za ove interakcije je obično mnogo manji, pa su neophodni detektori veće gustine i zapremine da bi se obezbedila prihvatljiva verovatnoća interakcije, inače bi detektor bio praktično transparentan za neutralnu radijaciju. Masa koja je potrebna zavisi od tipa radijacije i domena energije od interesa. U slučaju neutrina, na primer, neophodna masa detektora meri se tonama.

Ako je do ionizacije u detektoru i došlo, ipak je potrebna određena, minimalna količina jona koji čine signal da bi on bio upotrebljiv. Ta količina je određena šumom detektora i pripadajuće elektronike. Šum se pojavljuje na izlazu detektora kao fluktuacija napona ili struje, i prisutan je uvek, bez obzira da li je zračenje prisutno ili ne. Očito, ionizacioni signal mora biti veći od srednjeg nivoa šuma da bi bio upotrebljiv. Za dati tip zračenja, u datom domenu energije, ukupna količina proizvedene ionizacije je određena veličinom radne zapremine detektora.

Drugi ograničavajući faktor je materijal od kog je sačinjen ulazni prozor detektora. Usled apsorpcije će jedino zračenje sa dovoljno energije za prodiranje kroz taj sloj moći da se detektuje. Zato debљina tog materijala postavlja donju granicu energije čestica koja može da se detektuje.

### **2.1.2) Odziv detektora**

Pored toga što registruju prisustvo radijacije, većina detektora je sposobna da pruži neku informaciju o energiji

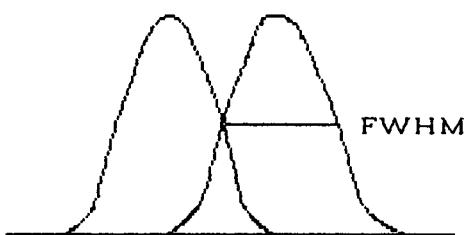
zračenja. Ovo sledi iz činjenice da je količina proizvedenih jona u detektoru proporcionalna energiji koju zračenje izgubi u radnoj zapremini. Ukoliko je detektor dovoljno velik, tako da se zračenje potpuno apsorbuje, tada količina jona daje mjeru energije zračenja (ionizacione komore). Zavisno od konstrukcije detektora, ova informacija može, ali ne mora, biti sačuvana tokom obrade signala.

Uopšteno, izlazni signal elektroničkih detektora je u obliku strujnog impulsa. Količina jona tada je izražena električnim nabojem sadržanim u signalu, tj. integralom električnog impulsa po vremenu. Pretpostavljajući da se oblik impulsa ne menja od događaja do događaja, ovaj integral je direktno proporcionalan amplitudi, odnosno visini signala, pa se i ta osobina može upotrebljavati. Odnos energije zračenja i ukupnog električnog naboja izlaznog signala (ili visine signala) naziva se odziv detektora.

Idealno bi bilo da je taj odnos linearan, mada to nije obavezno. To bi, ipak, dosta pojednostavilo preračunavanje visine signala u energiju. Za mnoge detektore, odziv je linearan, ili približno linearan, za određeni domen energija. Ipak, odziv je funkcija tipa i energije čestice, i ne sledi obavezno da ako detektor ima linearan odziv za jednu vrstu zračenja, da će biti linearan i za drugu. Dobar primer je organski scintilator, kod kog je odziv linearan za elektrone do vrlo niskih energija, ali je nelinearan za teže čestice kao što su proton, deuterон, itd. Razlog ovome je to što različite čestice pokreću u medijumu različite mehanizme reakcija.

### **2.1.3) Energetska rezolucija detektora**

Za detektore koji su konstruisani da mere energiju upadnog zračenja, najvažnija osobina je energetska rezolucija. To je mera sposobnosti detektora da razlikuje dve bliske energije. Rezoluciju možemo meriti tako što detektor izložimo monoenergetskom izvoru zračenja, i posmatramo spektar impulsa na izlazu iz detektora. Idealno bi bilo da dobijemo oštar delta-impuls, ali obično nije tako. U praksi izlazni impuls ima konačnu širinu, najčešće oblika Gaussove raspodele, jer postoji fluktuacija broja ionizacija i ekscitacija. Rezoluciju tada predstavljamo veličinom pune širine na polovini visine impulsa (full width at half maximum - FWHM), slika 4.



**slika 4**

**Definicija rezolucije energije.** Smatra se da se dva vrha mogu razdvojiti ako su na rastojanju većem od svoje pune širine na polovini minimuma (Full Width at Half Maximum - FWHM).

Energije koje leže u intervalu manjem od FWHM smatraju se nerazdvojivim. Ako ovu širinu označimo kao  $\Delta E$ , relativna rezolucija na energiji  $E$  je

$$\text{Rezolucija} = \Delta E/E$$

i obično je izražena u procentima.

Uopšteno, rezolucija je funkcija energije deponovane u detektoru i poboljšava se sa porastom energije. To se dešava zato što srednja energija potrebna za ionizaciju ima konstantnu vrednost,  $w$ , zavisnu samo od materijala. Za energiju  $E$  očekuje se srednja vrednost od  $J = E/w$  ionizacija. Stoga, ako energija raste, raste i broj ionizacija što rezultira manjim relativnim fluktuacijama.

Da se odrede fluktuacije potrebno je razmotriti dva slučaja. Za detektor kod kog energija zračenja nije potpuno apsorbovana (npr. tanki detektor koji samo meri  $dE/dx$  gubitak prolazeće čestice), broj reakcija koje za rezultat imaju pojavu signala dat je Poissonovom distribucijom. Odstupanje (variance) je tada

$$\sigma^2 = J$$

gde je  $J$  srednji broj proizvedenih događaja. Zavisnost rezolucije od energije može se napisati kao

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{J}{J}} = 2.35 \sqrt{\frac{w}{E}}$$

gde je faktor 2.35 veza standardne devijacije Gaussove krive i FWHM. Stoga rezolucija zavisi od inverznog korena energije.

Ukoliko je došlo do potpune apsorpcije energije, što je slučaj kod, npr. spektroskopskih eksperimenata, pojednostavljenja pretpostavka o Poissonovoj statistici je pogrešna. Čak je primećeno da je rezolucija mnogih ovakvih detektora manja od rezolucije koja se dobija proračunom iz Poissonove statistike. Razlika nastaje, jer je ovde ukupna deponovana energija konstantna vrednost, dok je u prethodnom slučaju deponovana energija fluktuirala. Ukupan broj ionizacija koje se mogu pojaviti, i energetski gubitak pri svakoj ionizaciji, su, zato ograničeni tom vrednošću. Statistički to znači da svi dogadaji ionizacije nisu nezavisni, pa se ne može primeniti Poissonova statistika. Fano je prvi izračunao odstupanje pri ovim uslovima i dobio

$$\sigma^2 = F J$$

gde je  $J$  srednji broj proizvedenih ionizacija, a  $F$  je broj poznat kao Fano faktor.

Faktor  $F$  je funkcija svih raznih fundamentalnih procesa koji dovode do transfera energije u detektoru. Tu su sadržani i efekti koji ne dovode do ionizacije, kao na primer ekscitacija fonona. Ovo je, dakle, svojstvena konstanta detektorskog medijuma. Teoretski,  $F$  je veoma teško izračunati, jer je potrebno detaljno poznavanje svih reakcija koje se mogu desiti u detektoru. Iz prethodnog izraza, rezolucija je

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{FJ}{J}} = 2.35 \sqrt{\frac{Fw}{E}} \quad (**)$$

Ako je  $F = 1$ , odstupanje je isto kao kod Poissonove distribucije i  $(**)$  postaje  $(*)$ . Ovo je slučaj kod scintilatora, ali je za mnoge druge detektore (poluprovodničke ili gasne)  $F < 1$ , što uveliko povećava rezoluciju ovih vrsta detektora.

Pored fluktuacija u ionizaciji, postoje još neki spoljni faktori koji utiču na ukupnu rezoluciju detektora (npr. efekti pripadajuće elektronike itd.). Pod pretpostavkom da su svi ovi efekti nezavisni i da imaju Gaussov raspodelu, ukupna rezolucija će biti data preko

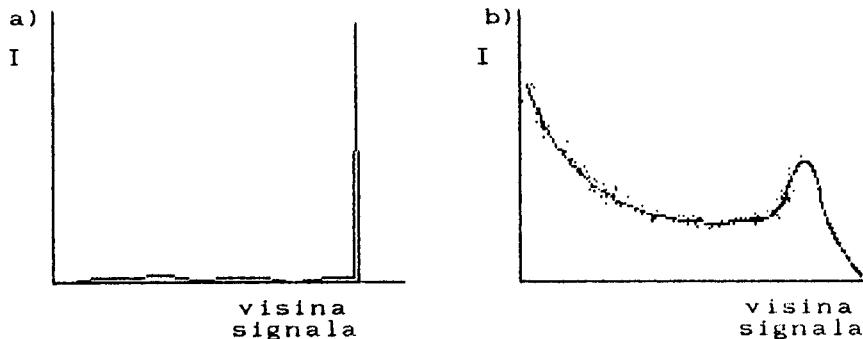
$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_{\text{det}})^2 + (\Delta E_{\text{elect}})^2 + \dots$$

#### 2.1.4) Funkcija odziva detektora

Za ispitivanje spektra energija važan faktor, koji mora biti uzet u obzir, je funkcija odziva detektora za zračenje koje se detektuje. Ovo je, u stvari, spektar amplituda impulsa koje daje detektor kada ga bombardujemo monoenergetskim snopom datog zračenja. Do sada smo prepostavljali da spektar odziva ima Gaussov maksimum. Ukoliko zanemarimo koначnu širinu spektra, to bi odgovaralo Diracovoj delta funkciji, odnosno, za fiksiranu upadnu energiju izlazni signal ima jedinstvenu, fiksiranu amplitudu. Tada, ako je odziv linearan, spektar amplituda impulsa merenih detektorom direktno odgovara spektru energije upadnog zračenja. Ovo bi bio idealan slučaj. Na nesreću, odziv oblika Gaussove krive se ne ostvaruje uvek, a naročito ne u slučaju neutralnog zračenja.

Funkcija odziva detektora, na dатој energiji, određena je raznim interakcijama koje zračenje može izazvati u detektoru, kao i njegovom konstrukcijom i geometrijom. Na primer, razmotrimo monoenergetski snop nanelektrisanih čestica, recimo elektrona, koje uleću u detektor dovoljno debeo da zaustavi čestice. Uz pretpostavku da svi elektroni gube svoju energiju sudarima sa atomima, jasno je da bi spektar amplituda impulsa bio Gaussova kriva. U realnosti, ipak će se deo elektrona rasejati i napustiti detektor pre nego što potpuno izgubi svu svoju energiju. Ovo na spektru energija izaziva pojavu "repa" na niskim energijama. Slično, neki elektroni će zakočnim zračenjem emitovati fotone koji mogu uteći iz detektora. To ponovo dovodi do porasta broja događaja na niskim energijama. Zato, se funkcija odziva sastoji od Gaussovog maksimuma, sa repom na niskim energijama, koji je određen količinom gubitka energije na rasejanje i zakočno zračenje. Ako je rep mali, može se izvršiti aproksimacija sa idealnom Gaussovom krivom, u zavisnosti od željene preciznosti. Dalje, funkcija odziva se može još unaprediti menjanjem koncepcije i geometrije detektora. Može se, na primer, izabrati materijal niskog atomskog broja  $Z$  da bi se smanjilo rasejanje i zakočno zračenje. Ako detektor napravimo tako da okružuje izvor, rasejani elektroni će biti uhvaćeni, te će biti smanjen broj uteklih čestica, itd.

Da bi se videlo kako se funkcija odziva menja sa tipom zračenja, razmotrimo isti detektor, ali sada sa gama



**slika 5**

Funkcije odziva za dva različita detektora za  $661\text{ keV}$   $\gamma$ -zrake. a) pokazuje odziv germanijumskog detektora, koji ima veliki fotoelektrični efikasni presek u poređenju sa Comptonovim rasejanjem, pa zato vidimo veliki foto-maksimum i malu kontinualnu Comptonovu raspodelu, b) je odziv organskog scintilatora. Kako ovaj materijal ima nizak atomski broj  $Z$ , preovladuje Comptonovo rasejanje.

zracima. Kao što znamo, gama zraci se moraju prvo konvertovati u nanelektrisane čestice da bi bili detektovani. Mehanizmi za to su fotoelektrični efekat, Comptonovo rasejanje i proizvodnja para. Kod fotoelektričnog efekta, energija gama zraka se prenosi na fotoelektron koji biva zaustavljen detektorm. Kako su sve energije fotoelektrona iste, rezultat je oštar maksimum u spektru amplituda impulsa (i to je, u stvari, željeni Gaussov oblik). Međutim, neki gama zraci dožive Comptonovo rasejanje. Pri tome energije elektrona imaju kontinualnu distribuciju, što kvari idealan (delta) oblik funkcije odziva. Na sličan način, događaji produkcije para doprinose izgledu funkcije.

#### 2.1.5) Vreme odziva detektora

Vrlo važna osobina detektora je vreme odziva. To je vreme koje je potrebno detektoru da formira signal posle nailaska radijacije. Ovo je veoma bitno za merenje vremena (timing). Dobro je ako se brzo uspostavi oštar impuls, sa rasputicom ivicom koja je što bliže vertikali. Na taj način je signalom preciznije utvrđen trenutak nailaska radijacije.

Trajanje signala je takođe važno. Za to vreme se ne može registrovati drugi događaj jer je detektor neosetljiv na zračenje, ili se drugi signal superponira na prvi. To dopri-

nosi mrtvom vremenu brojača i ograničava brzinu na kojoj može da operiše, pa će biti spomenuto u okviru tog naslova.

### 2.1.6) Efikasnost detektora

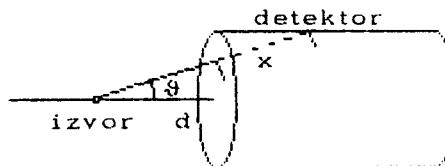
U vezi sa detekcijom radijacije možemo govoriti o dve efikasnosti: *apsolutnoj* (total) i *svojstvenoj* (intrinsic).

Apsolutna je predstavljena odnosom broja registrovanih i broja emitovanih čestica:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \frac{\text{broj registrovanih čestica}}{\text{broj emitovanih čestica}}$$

što je, opet, funkcija verovatnoće interakcije u detektoru i geometrije detektora. Kao primer, posmatrajmo cilindrični detektor sa tačkastim izvorom na detektorskoj osi, na rastojanju  $d$  (kao na slici 6). Ako izvor emituje izotropno, verovatnoća da čestica bude emitovana pod uglom  $\theta$  je

$$P(\theta) d\Omega = d\Omega / 4\pi \quad (\Delta)$$



**slika 6**

Izračunavanje efikasnosti cilindričnog detektora za tačkast izvor zračenja.

Verovatnoća da će čestica koja pogađa detektor imati interakciju u detektoru data je izrazom (□). Kombinovanjem izraza (Δ) i (□) dobijamo

$$d\epsilon_{\text{tot}} = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \right] \frac{d\Omega}{4\pi}$$

gde je  $x$  dužina traga u detektoru, a  $\lambda$  srednja slobodna putanja za interakciju. Ukupna efikasnost se dobija integraljenjem izraza po celoj zapremini detektora. U mnogo slučajeva vrednost  $x$  ne varira mnogo u detektoru ili je vrednost  $\lambda$  tako mala da se eksponent može smatrati nulom. Tada se apsolutna efikasnost može razdvojiti u dva dela: *svojstvenu* efikasnost  $\epsilon_{\text{int}}$  i *geometrijsku* efikasnost  $\epsilon_{\text{geom}}$ . Totalna ili apsolutna efikasnost je tada data kao produkt:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{int}} \epsilon_{\text{geom}}$$

svojstvena efikasnost je onaj deo čestica koje pogadaju detektor, a koje su i registrovane:

$$\epsilon_{\text{int}} = \frac{\text{broj registrovanih čestica}}{\text{broj čestica koje pogadaju detektor}}$$

Ova verovatnoća zavisi od efikasnog preseka upadne radijacije na detektorskom medijumu. Svojstvena efikasnost je, dakle, funkcija vrste zračenja, njegove energije i tipa detektorskog

**Dodatak:** Verovatnoća interakcije na rastojanju  $x$ .

Da bismo izračunali verovatnoću intrakcije čestica u bilo kojoj debljini  $x$ , postavićemo pitanje kolika je verovatnoća da čestica ne trpi interakciju na rastojanju  $x$ . To je poznato kao "verovatnoća preživljavanja":

$P(x)$  : verovatnoća nepostojanja interakcije posle rastojanja  $x$   
 $w dx$  : verovatnoća dešavanja interakcije izmedu  $x$  i  $x + dx$

Verovatnoća nemanja interakcije izmedu  $x$  i  $x + dx$  je:

$$P(x + dx) = P(x)(1 - wdx)$$

$$P(x) \frac{dP}{dx} dx = P - Pwdx$$

$$dP = -w P dx \Rightarrow P = C \exp(-wx), \quad C = \text{const}$$

$$\text{zahtevamo da je } P(0) = 1 \Rightarrow C = 1.$$

Verovatnoća da čestica preživi rastojanje  $x$  zavisi eksponentijalno od rastojanja. Verovatnoća da se interakcija desi bilo gde na rastojanju  $x$  je:

$$P_{\text{int}}(x) = 1 - \exp(-wx) \quad (\square)$$

dok je verovatnoća da čestica doživi sudar izmedu  $x$  i  $x + dx$ , a da je pre toga preživela rastojanje  $x$

$$F(x)dx = \exp(-wx)wdx$$

$w = 1/\lambda$   $\lambda$  - srednja slobodna putanja je srednje rastojanje koje čestica prođe bez interakcija.  $\lambda = 1/w$ .

materijala. Za nanelektrisane čestice ona je obično dobra (jer, za nanelektrisane čestice je retkost da NE proizvedu ionizaciju!). Problem efikasnosti je stoga važniji za slučaj neutralnih čestica, jer one prvo moraju interagovati da bi stvorile nanelektrisane čestice, a interakcije takve vrste su, generalno, dosta retke. U takvom slučaju dimenzije detektora postaju vrlo bitne.

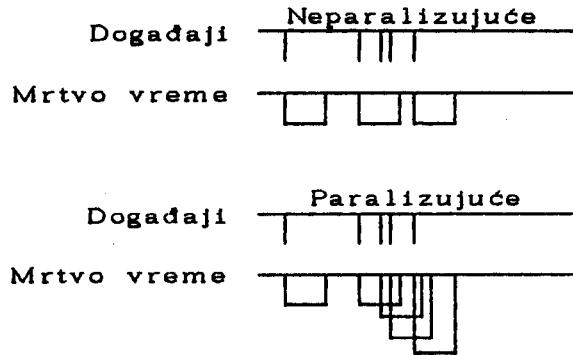
Geometrijska efikasnost  $\epsilon_{geom}$  je onaj deo celokupne radijacije koja je, u geometrijskom smislu, uhvaćena detektrom. Ona, naravno, potpuno zavisi od geometrijskog oblika detektora, pa i izvora. Ugaona raspodela upadnog zračenja mora se uzimati u obzir. Za multidetektorske sisteme koji zahtevaju koincidencije proračuni efikasnosti su komplikovane i zahtevaju numeričku Monte Carlo simulaciju.

### 2.1.7) Mrtvo vreme detektora

Usko povezano sa efikasnošću detektora je mrtvo vreme. To je konačni vremenski interval, potreban detektoru da obradi signal. Naravno, ta osobina je u vezi i sa trajanjem signala. Zavisno od tipa detektora, on može, a i ne mora da ostane osetljiv na ostale događaje za to vreme. Ako nije osetljiv, svi događaji koji pristižu za to vreme biće izgubljeni; ako je, naprotiv, osetljiv tada nov događaj može da iskrivi originalni signal, te tako može da bude izgubljena informacija o oba događaja. Da se izbegnu velike negativne posledice mrtvog vremena, potrebno je brzinu brojanja detektora održavati na takvom nivou, da verovatnoča pristizanja novog događaja u toku mrtvog vremena bude mala.

Kada se proračunavaju efekti mrtvog vremena, mora se uzeti u obzir ceo detektorski sistem. Svaki element tog sistema ima svoje mrtvo vreme, a elektronika tome daje značajan doprinos.

Postoje dva tipa mrtvog vremena: *paralizujuće* i *neparalizujuće*. U prvom slučaju, nailazak novog događaja u periodu mrtvog vremena  $\tau$  produžuje ga za novi iznos mrtvog vremena, pa ako događaji nailaze dovoljno često detektor je paralizovan, tj. blokiran. U drugom slučaju, detektor je neosetljiv na druge događaje u periodu mrtvog vremena, pa oni ostaju neprimećeni i detektor postaje aktivan posle vremena  $\tau$  (slika 7).

**slika 7***Neparalizujuće i paralizujuće mrtvo vreme*

Razmotrimo slučaj neparalizujućeg mrtvog vremena. Neka je  $m$  stvarni stepen odbroja, pri čemu detektor registruje  $k$  odbroja za vreme  $T$ . Kako svaki detektovani događaj stvara mrtvo vreme  $\tau$ , ukupno mrtvo vreme, u periodu  $T$ , će biti  $k \cdot \tau$ . Tokom ovog mrtvog vremena izgubljeno je  $m \cdot k \cdot \tau$  odbroja. Zato je stvarni stepen odbroja:

$$mT = k + m k \tau$$

odnosno,

$$m = \frac{k/T}{1 - (k/T)\tau}$$

Dakle, mereći  $k/T$  možemo odrediti stvarni stepen odbroja  $m$ .

Izračunavanje paralizujućeg mrtvog vremena je daleko komplikovanije i njegovo određivanje zahteva numerička rešavanja, pa se na tome nećemo zadržavati.

### Merenje mrtvog vremena

Klasičan način da se odredi mrtvo vreme je tehnika dva izvora. Neka su  $n_1$  i  $n_2$  stvarne brzine brojanja za oba izvora, a  $R_1$ ,  $R_2$  i  $R_{12}$  neka su izmerene brzine za svaki izvor posebno i za oba zajedno. Radi jednostavnosti se uvodi pretpostavka da nema fona. Tada je

$$n_1 = \frac{R_1}{1 - R_1 \tau}, \quad n_2 = \frac{R_2}{1 - R_2 \tau} \quad n_1 + n_2 = \frac{R_{12}}{1 - R_{12} \tau}$$

a eliminisanjem  $n_1$  i  $n_2$

$$\frac{R_{12}}{1 - R_{12}\tau} = \frac{R_1}{1 - R_1\tau} + \frac{R_2}{1 - R_2\tau}$$

odnosno, rešenje po mrtvom vremenu

$$\tau = \frac{R_1 R_2 - [R_1 R_2 (R_{12} - R_1)(R_{12} - R_2)]^{1/2}}{R_1 R_2 R_{12}}$$

Ovo je vrlo jednostavan, ali relativno spor i dosta neprecizan metod. Daje rezultate preciznosti ne bolje od 5 - 10%. To je i za očekivati, jer razlika dve neprecizne vrednosti je još nepreciznija. Vrednosti u gornjem izrazu su neprecizne jer nije uzet u obzir prirodan fon, kao i promena u geometriji eksperimenta pri nameštanju izvora zračenja. No, princip je ispravan, pa ako uklonimo fon, i jedan od izvora zamenimo generatorom impulsa, možemo dobiti preciznost od oko 1%.

Da bismo odredili mrtvo vreme elektronike možemo da iskoristimo dva oscilatora, frekvencija  $f_1$  i  $f_2$ , i da merimo srednju frekvenciju kombinovanih impulsa [ $f_c$ ]. Naravno, treba voditi računa da oblik impulsa bude sličan onima koji bi se dobili od detektora. Tada se mogu, vrlo brzo, dobiti rezultati preciznosti oko  $10^{-3}$ .

### 2.1.8) Merenje impulsa

Kod interakcije sa nepokretnom metom, produkti reakcije su obično usmereni u konus oko pravca upadnog snopa ( $z$ ). Ako takva čestica sa impulsom ( $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$ ) prođe kroz magnetno polje  $(0, B_y, 0)$ , dobiće transverzalnu komponentu impulsa:

$$\Delta p_x = -e \int B_y dz$$

Odgovarajuće skretanje čestice je obrnuto сразмерno njenom impulsu, i merenje uglova u XZ ravni daje, kao aproksimaciju, impuls:

$$p = -e \int B_y dz / (\sin \theta_{in} - \sin \theta_{out})$$

## 2.2) PODELA DETEKTORA I KONFIGURACIJE MAGNETNOG POLJA

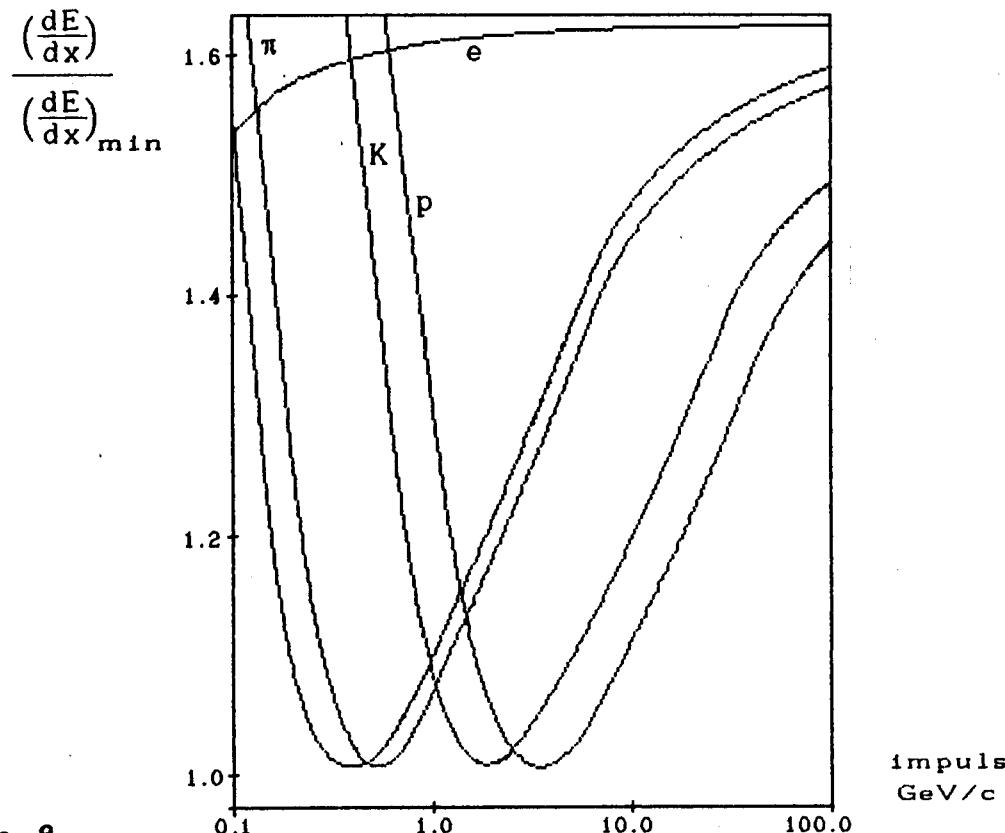
Ciljevi kompleksnog detektora su, uopšte:

a) Lokalizacija čestica u prostoru. Ako se ovo može uraditi u prostoru poznatog magnetnog polja, tada za nanelektrisanu česticu možemo naći impuls iz

$$p = \frac{\rho e B}{c}$$

gde je  $B$  gustina magnetnog fluksa,  $\rho$  radijus krivine,  $e$  nanelektrisanje čestice,  $c$  brzina svetlosti,  $p$  impuls čestice. Što je jače polje i što su manje distorzije preciznije možemo odrediti sagittu, a time i impuls.

b) Merenje energije čestica. Ovo se može postići pomoću kalorimetara, gde čestica izgubi svu svoju energiju i više nije na raspolaganju za dalja proučavanja, ili merenjem stepena gubitka energije nanelektrisane čestice ionizacijom što je funkcija energije. Pod izvesnim uslovima, moguće je direktno meriti brzinu čestice merenjem vremena preleta (time-of-flight) ili Čerenkovljevog zračenja.



slika 8

Gubitak energije na ionizaciju

c) Identifikacija čestica. To se može uraditi određivanjem mase čestice iz merenja njenog impulsa i energije ili impulsa i brzine, ili u nekim slučajevima po prirodi njene interakcije sa materijom ili po njenom raspodu. Na primer, mioni ne ulaze u nuklearne interakcije, pa se tako razlikuju od jako reagujućih hadrona. S druge strane, mioni su mnogo teži od elektrona pa ne proizvode toliko zakočnog zračenja, i ne uzrokuju pojavu elektromagnetskih pljuskova što ih jasno razlikuje od elektrona.

d) Lokalizacija čestica u vremenu. Ovo nije potrebno samo u slučaju merenja vremena preleta, već je često potrebno izdvojiti signal koji potiče od iste čestice ili čestica proizvedenih u istom događaju u nizu različitih detektora, od velikog broja signala izazvanih fonom drugih čestica. Signali unutar određenog vremenskog intervala (vođenjem računa o vremenu preleta) koriste se za eliminisanje čestica koje nisu u vezi sa datim događajem.

Generalno, detekcija čestica se zasniva na procesima ionizacije i ekscitacije atoma, na čemu funkcionisanje zasnivaju gotovo svi detektori. Zato, za detekciju neutralnih čestica potreban je prvi stadijum - stadujum u kom čestice gube bar deo svoje energije na proizvodnju nanelektrisanih čestica koje mogu biti detektovane, ili stadijum u kom se neutralne čestice raspadaju u nanelektrisane čestice.

Direktan gubitak energije nanelektrisane čestice na ionizaciju je uvek veoma mali. Na primer, ionizacioni gubici minimalno ionizujuće čestice u Pb su  $\sim 1 \text{ MeV gm}^{-1} \text{ cm}^2 \approx 1.6 \times 10^{-13} \text{ Jg}^{-1} \text{ cm}^2$ , što predstavlja nekih 30000 parova jona po  $\text{gm}^{-1} \text{ cm}^2$ . Pomnoženo sa gustinom, da se dobije energetski gubitak po  $\text{cm}$  dobijamo samo  $12.8 \text{ MeV cm}^{-1}$  ili  $2 \times 10^{-12} \text{ J cm}^{-1}$ , što je malena vrednost da bi bila direktno registrovana, iako je gubitak energije po centimetru u olovu veći nego kod većine materijala. Stoga je jasno da detektori čestica zavise od nekog oblika pojačanja primarnog signala da bi ga učinili merljivim.

Kod jedne klase detektora, proces pojačanja se zasniva na upotrebi detektorskog materijala koji je u meta-stabilnom stanju. Energija koja se oslobodi stvaranjem jonskih parova tada služi kao okidač nestabilnosti duž traga čestice, što čini trag detektibilnim. U mehurastoj komori nestabilno

stanje je stanje pregrajane tečnosti, pa se duž traga čestice pojavljuje ključanje što se očituje kao nit mehurića. U maglenoj komori, koja se koristila u početku razvoja nuklearne i fizike čestica, nestabilno stanje je stanje prezasićene pare, pa je prolazak čestice okidač za kondenzaciju kapljica duž traga. Na fotografskim emulzijama nestabilnost je hemijske prirode. Joni uzrokuju razvijanje (redukciju) zrna srebro-bromida, čime obezbeđuju stvaranje latentne slike traga čestice.

Tehnika koja se koristi od najranijih dana nuklearne i fizike čestica, i koja se još uvek razvija, je detekcija ionizacije u gasovima i tečnostima. Detekcija je omogućena prikupljanjem jona na elektrodama između kojih vlada električno polje, i pojačanjem takvog slabog signala elektronskim putem. Alternativa, kod gasnih detektora, je pojačanje signala u samom detektoru formiranjem lavina.

Sledeća klasa detektora koristi svetlost koju emituju čestice bilo Čerenkovljevim zračenjem kad je brzina čestice veća od brzine svetlosti u medijumu kroz koji čestica prolazi, bilo ekscitacijom atoma materijala koji emituju svetlost kad se deeksitaju - što se koristi kod scintilacionih brojača. U oba slučaja ukupna svetlosna energija je mala, ali se signal može pojačati fotomultiplikatorom tako da bude upotrebljiv.

### **2.2.1) Detektori traga**

U eksperimentima sa nepokretnom metom mehurasta komora još uvek ima svoje mesto, jer je ujedno i meta i detektor traga. Međutim, iako se ova komora po brzini može porediti sa sporim linearnim kolajderima, niko ih još nije upotrebio u kolajderskim eksperimentima. Velike nade se polažu u vizualne drift komore (pictorial drift chambers) ili TPC (Time Projection Chambers - komore sa projekcijom vremena).

Zanimljiv je pokušaj da se za snimanje događaja u mehurastim komorama upotrebi holografija, čime bi se dobila velika dubinska oština. Trenutno je raširena tehnika da se u fokalnu ravan kamere pušta snop čestica. Ipak, pri eksperimentima sa neutrinima, potrebno je osmatrati celu zapreminu komore, pa se ne odustaje ni od upotrebe holografije. Strimer komore se takođe mogu koristiti uz primenu holografije, ali se češće koriste sa mikrokanalskim pločama, koje pojačavaju sliku.

Emulzija je i dalje najvažniji pasivni detektor traga, mada se primenjuju i noviji kao što je SSTD (solid state track detector). I pored toga što je pretraživanje snimaka težak posao, neka značajna otkrica u novije vreme vezana su za emulzije (ispitivanja šarma, lepote,  $\tau$ -leptona...). Međutim, ti uspesi ne zaustavljaju napore da se uvede automatizacija u pretraživanje snimaka i merenje tragova.

U eksperimentima sa fiksnom metom mogu se upotrebiti drift i/ili multiwire komore samostalno, ili kao deo kola za okidanje. Na taj način se može ukazati na interesantan dogadaj koji je registrovan na emulziji (ili čak može biti okinut fleš).

Neke uporedne karakteristike detektora traga date su u prilogu u članku D.J. Millera, deo II.A i tabela A.

### **2.2.2) Detektori položaja**

Detektori položaja su takođe navedeni u prilogu u članku D.J. Millera, deo II.B i u tabelama B.1 i B.2. Detektori su podeljeni u dve tabele, po veličini. To nije podela po principu funkcionisanja, jer svi navedeni uređaji "osluškuju" površine, bile one ravne ili cilindrične (kod kolajdera).

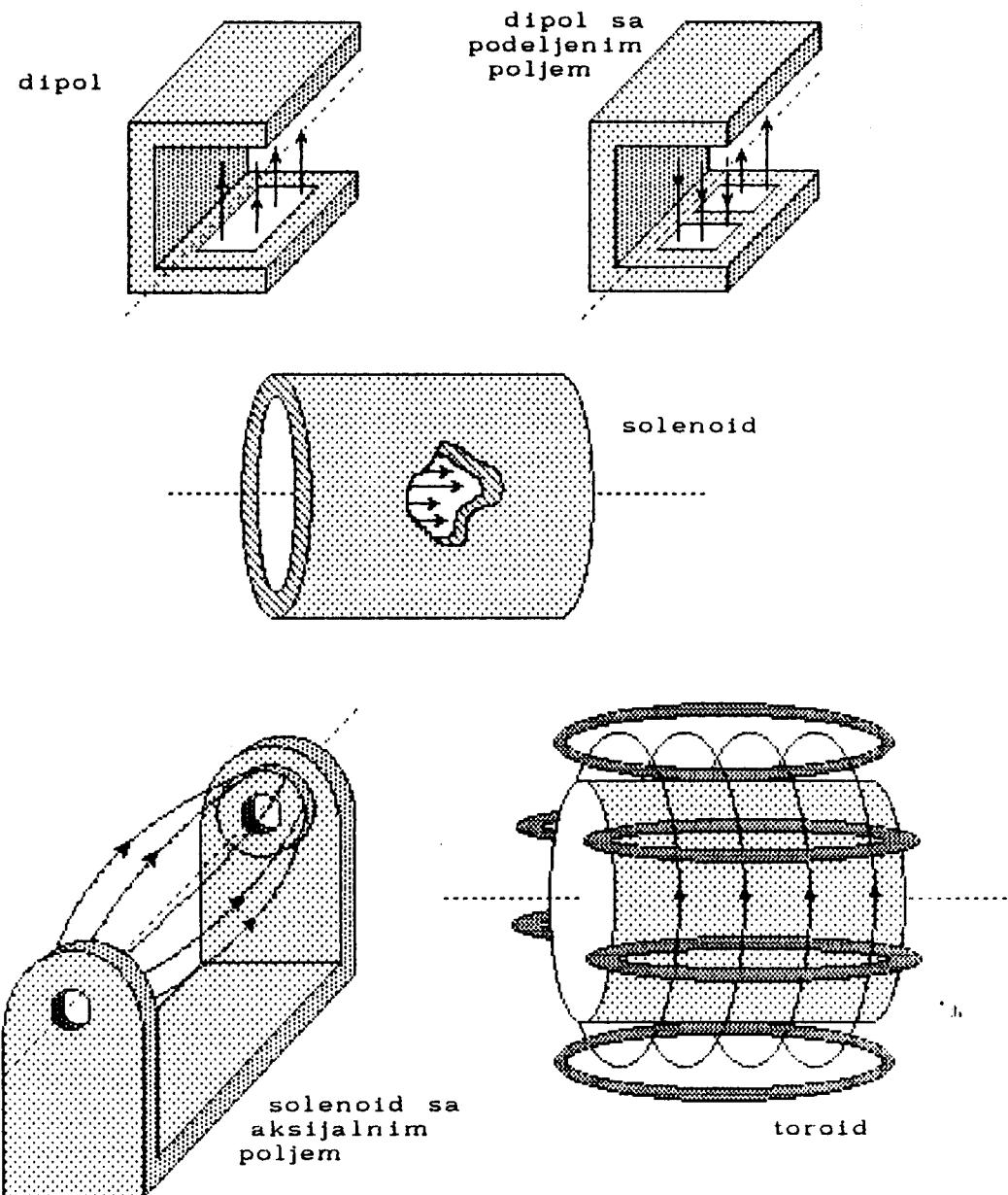
U tabeli B.1 jedan red je: "Dimenzija u jednom sloju", što se odnosi na mogućnost detektora da, na primer, u jednom detektorskem sloju budu izmerene i  $x$  i  $y$  koordinate. Neki od detektora mogu da mere samo jednu koordinatu po sloju, pa se merenje druge može dobiti ukrštanjem slojeva, a treće postavljanjem trećeg senzitivnog sloja pod drugačijim uglom. Detektori pozicije su, dakle, često grupe od više slojeva, sa međuprostorima ili magnetima između (za merenje impulsa i ugla).

Emulzija je unesena u tabelu B.2 radi poređenja, jer je ona trodimenzionalni detektor traga (mada se može upotrebiti i kao dvodimenzionalni, ako je u tankim listovima, što se ponekad i koristi).

### **2.2.3) Konfiguracije magnetnog polja za detektore**

Jedna je od glavnih pet oblasti (magnetno polje, komora za tragove, kalorimetrija, identifikacija čestica i okidanje

(trigger)). Relativnu važnost odreduje fizika (jer negde nema magnetnog polja). Izbor magnetnog polja postavlja velika ograničenja na konstrukciju detektora. Na slici 9 je dato pet tipova magnetnog polja koja se koriste u kolajderskim eksperimentima. Neke osobine magnetnih polja uporedene su u tabeli na sledećoj stanicici.



**slika 9**

*Konfiguracije detektorskih magnetnih polja*

- Dipolni magneti imaju polje normalno na snop. Koriste se u protonskim kolajderima, ali ne i u elektronskim zbog sinhrotronskog zračenja. Dobri su za analizu unapred emitir-

vanih čestica (zato se koriste u eksperimentima sa nepokretnom metom). Vrlo su fleksibilni pri promeni aparature. Kod kolajdera skretanje snopa mora biti kompenzovano drugim magnetom, pa se koriste split-field (odeljeno polje) magneti, kod kojih polje na sredini menja pravac.

- Pošto je polje solenoida približno paralelno pravcu snopa, potreban je vrlo slab kompenzujući magnet. Kombinacija solenoida i cilindrične komore za tragove najčešće se koriste na  $e^+e^-$  kolajderima. Oni daju uniformnu azimutalnu privatljivost, i ne ometaju transverzalne impulse čestica. Međutim, postoji vrlo ograničen transverzalni prostor, pre ulaska čestica u kalemove. Solenoidalno polje sa otvorenim pristupom uglu od  $90^\circ$  (transverzalno) je aksijalno magnetno polje (AFM).

- Poslednja je konfiguracija toroidalnog polja. Ovde čestice sa velikim transverzalnim impulsom  $p_T$  moraju da prodju kalem i strukturalne elemente magneta, pre ulaska u magnetno polje. Samo polje nije uniformno, i varira kao:

$$B(r) = B_i r_i / r$$

gde je  $B_i$  polje na unutrašnjem radijusu  $r_i$ . Ova konfiguracija je najkorisnija u mionskim spektrometrima, koji ionako imaju masivne hadronske filtere. Višestruko rasejanje čestica donekle ograničava rezoluciju impulsa.

Interesantna odlika toroida je da linije sila obrazuju krugove oko snopa, i da nije potreban jaram za povratak magnetnog polja. Može se menjati smer polja bez uticaja na snop, što je važno za kontrolu sistematskih grešaka.

	Dipol	Podelj. polje	Solenoid	Aks.mag. polje	Toroid
Povratni jaram	DA	DA	DA	DA	NE
Magnet za kompenzaciju	DA	NE	MALI	MALI	NE
$e^+e^-$ snopovi	NE	NE	DA	DA	DA
Kalemovi pre regiona polja	NE	NE	NE	NE	DA
Merenje visokog $p_T$	DOBRO	DOBRO	LOŠE	DOBRO	LOŠE
Merenje unapred izbačenih čestica	DOBRO	DOBRO	LOŠE	LOŠE	LOŠE

### 3.) MODERNI JONIZACIONI DETEKTORI I ODREĐIVANJE TRGOVA

Jonizacioni detektori su prvi električni instrumenti razvijeni za detekciju radijacije. Bazirani su na sakupljanju elektrona i jona nastalih usled jonizacije prolaskom zračenja kroz gas. U prvoj polovini ovog veka razvijena su, i korišćena, tri bazična tipa ovih detektora koji su po konstrukciji identični, a razlikuju se samo po parametrima na kojima rade. To su jonizaciona komora, proporcionalni brojač i Geiger-Müllerov brojač. Kasnije, pojavom scintilacionih brojača, nestaju sa glavne scene i koriste se za kontrolu radijacije. Tu ulogu vrlo dobro obavljaju, jer su jeftini, jednostavnii laki za održavanje.

Međutim, 60-tih godina principi na kojima funkcionišu ponovo su razmotreni, ovaj put praćeni i rezultatima revolucije u elektronici, što je doveo do konstrukcije MWPC (Multiwire Proportional Chamber - višežična proporcionalna komora). Ove komore su dale nov doprinos rezoluciji eksperimentata pa su, i zbog pogodnosti što su električne prirode, brzo prihvaćene u naučnim krugovima. Njihov uspeh je doveo do razvoja još dve vrste komora: DC (Drift Chambers - komore sa migracijom) i TPC (Time Projection Chambers - komore sa projekcijom vremena). Ove nove komore su, osim principa delovanja, od svojih prethodnika zadržale vrlo malo osobina. Objasnimo zato pobliže te osnovne principe jonizacije i transporta elektrona i jona u gasovima.

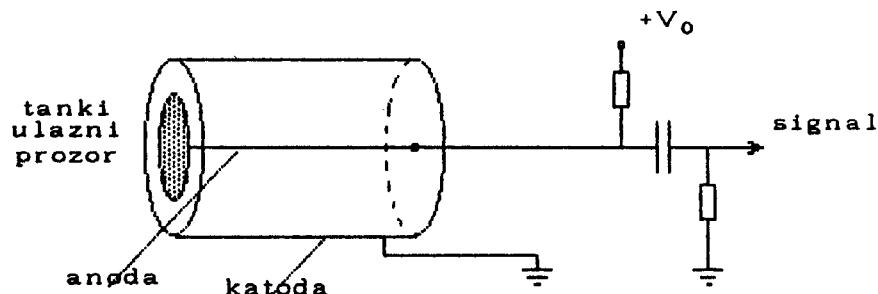
#### 3.1) GASNI JONIZACIONI DETEKTORI (konstrukcija i radni parametri)

Konstrukcija ovih detektora je vrlo jednostavna (slika 10). Sastoje se, najčešće, od cilindričnog kontejnera čiji su zidovi od provodnog materijala. Na jednoj osnovi je tanak prozor koji treba da omogući prodiranje radijacije u radnu zapreminu brojača, u najvećoj meri ispunjenu plemenitim gasom. Duž ose cilindra zategnuta je provodna žica, koja je izolovana od zidova cilindra i na koju se dovodi pozitivan napon  $V_0$ .

Radijalno električno polje u radnoj zapremini je u tom slučaju dato izrazom:

$$E = \frac{1}{r} \frac{V_0}{\ln(b/a)}$$

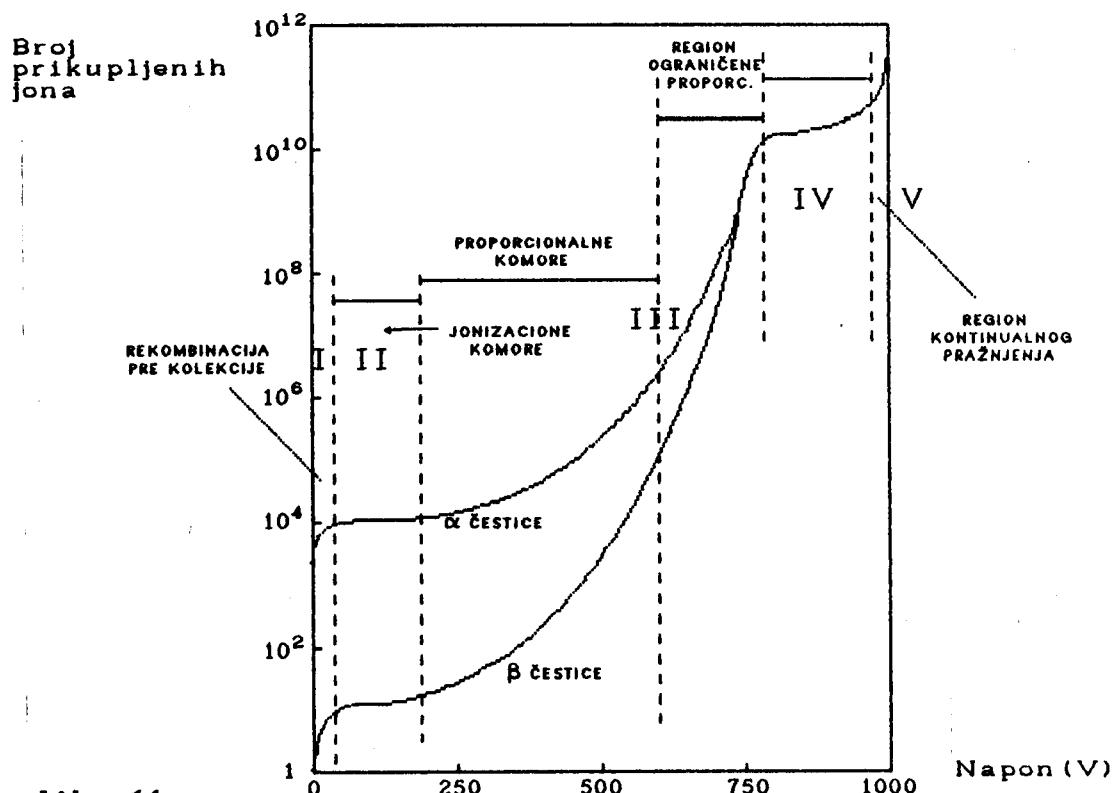
gde su  $r$  - radijalna udaljenost od ose,  $b$  - unutrašnji radius cilindra,  $a$  - radijus žice. Pojava radijacije u cilindru prouzrokuje stvaranje parova jon-elektron, čiji je srednji broj proporcionalan energiji koju je radijacija izgubila u



**slika 10**

Osnovni oblik jednostavnog gasnog ionizacionog detektora

brojaču. Pod dejstvom električnog polja elektroni se ubrzavaju ka anodi, a joni ka katodi. Broj jona i elektrona koji su skupljeni na elektrodama, odnosno signal, zavisiće od jačine električnog polja. To je prikazano na slici 11, koja daje



**slika 11**

Broj prikupljenih jona u funkciji napona (komora sa jednom žicom).

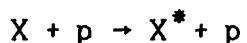
funkciju količine skupljenog naboja na elektrodama od napona između njih.

Krivu na slici možemo podeliti na pet oblasti. Na nultom naponu joni i elektroni se rekombinuju usled sopstvenog električnog privlačenja. Međutim, ako povećavamo napon, sve više nanelektrisanja stiže do elektroda pre rekombinacije, pa struja raste (I oblast). Pri određenoj jačini polja sva nanelektrisanja biće privučena elektrodama, pa imamo plato. Dalje povećavanje napona jedno vreme ne dovodi ni do kakvih promena. To je II oblast i u njoj rade ionizacione komore, jer se signal sastoji samo od jona i elektrona koji potiču od primarne ionizacije. Stoga je signal vrlo mali i obično se mora meriti elektrometrom. Ovu oblast koriste za rad komore koje ispituju velike flukseve radijacije. Ukoliko dalje povećavamo napon uči ćemo u proporcionalnu oblast (III). Ovde je električno polje dovoljno jako, pa su ubrzani elektroni sposobni da i sami ionizuju molekule gasa. Sekundarni elektroni se takođe ubrzaju dovoljno da izazovu ionizaciju, tako da u ovoj oblasti imamo pojavu lavinske ionizacije (avalanche). Kako jačina polja ima zavisnost  $1/r$ , najveći deo sekundarne ionizacije se odigrava vrlo brzo i u okviru udaljenosti od samo nekoliko radijusa žice. Broj parova jon-elektron u lavini je ipak proporcionalan početnom broju primarnih elektrona, što znači da je i izlazni signal proporcionalno pojačan u odnosu na signal ionizacione komore. Koeficijent srazmernosti zavisi od radnog napona  $V$ , i može biti čak i do  $10^6$ . U ovoj oblasti rade proporcionalne komore (višežična, drift i komora sa projekcijom vremena) koje će biti obradene kasnije. Ako još povećamo napon, uči ćemo u oblast ograničene proporcionalnosti. Ovde multiplikacija jona i elektrona dostiže takve vrednosti da prostorno nanelektrisanje (space charge) počinje da deformiše električno polje oko anode. Prostorno nanelekrisanje je posledica prisustva pozitivnih jona u blizini anode, koji se zbog svoje težine sporo kreću od mesta ionizacije ka katodi. Daljim povećavanjem napona dolazimo u Geiger-Müllerovu oblast (IV). Prolazak zračenja kroz brojač dovodi do pojave lavina u celokupnom prostoru oko anode. Razlog ovome treba tražiti u fotonima koji se oslobadaju pri deekscitaciji molekula, i koji su sposobni da u udaljenom delu cilindra izazovu ionizaciju, a time i sekundarnu lavinu. Lančana reakcija lavina, daje na izlazu signal potpuno nezavisan od energije početnog dogadaja. Da bi se pražnjenje zaustavilo, u cilindar se dodaje gas za gušenje

(quenching gas) koji je sposoban da apsorbuje fotone i da njihovu energiju preusmeri u druge kanale (kao npr. da je pretvori u sopstvenu rotacionu ili oscilatornu energiju). U ovoj oblasti rade Geiger-Müllerovi brojači. Konačno, ako se usudimo da jos povećamo napon, stići ćemo u poslednju oblast (V) u kojoj dolazi do kontinualnog pražnjenja u celokupnoj zapremini cevi, i to bez obzira da li je radijacija prisutna ili ne. Ovu oblast treba izbegavati, jer dolazak u nju sigurno uništava brojač.

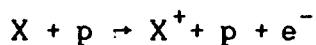
### 3.1.1) Mehanizmi ionizacije

Naelektrisana čestica, u interakciji sa materijom, gubi energiju na dva načina: ekscitacijom i ionizacijom. Ekscitaciju možemo predstaviti kao



gde je p nanelektrisana čestica. To je rezonantna reakcija, jer zahteva prenos tačno određenog iznosa energije. Efikasni presek za ovaku reakciju je  $\sigma \approx 10^{-17} \text{ cm}^2$ .

Za reakciju ionizacije



ne postoji ograničenje o prenosu tačno određenog paketa energije, pa je i efikasni presek nešto veći:  $\sigma \approx 10^{-16} \text{ cm}^2$ . Ipak, zbog postojanja praga energije koji je potrebno dostići i koji je dosta visok, dominiraju procesi ekscitacije. Razlog tome je činjenica da su verovatnije interakcije sa prenosom manjih iznosa energije.

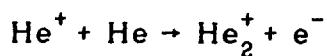
Primarni elektroni iz prethodnog izraza mogu imati dovoljno energije (delta zraci) tako da i sami mogu da stvaraju parove elektron-jon tj. mogu da izvrše sekundarnu ionizaciju. Ovakve reakcije mogu da se nastavljaju sve dok novostvoreni elektroni imaju energiju veću od praga jonizacije.

Sledeći važan mehanizam ionizacije je Penning efekat. Zasniva se na pojavi da se neki atomi mogu pobuditi na nivoe sa kojih ne mogu biti odmah deeksitovani emitovanjem fotona (metastabilni nivoi). Do deeksitacije može doći sudsrom sa drugom vrstom atoma pri čemu dolazi do prenosa

energije dovoljne za ionizaciju te druge vrste atoma. Na primer:



Treći značajan način dobijanja jona u gasovima je formiranje molekularnih jona:



### 3.1.2) Srednji broj stvorenih parova elektron-jon

Prolazak nanelektrisane čestice kroz gas dovodi do stvaranja parova jon-elektron, ali zbog statističke prirode tog procesa ista vrsta čestica ne proizvodi uvek isti broj parova, čak i pri istim uslovima. Zato je potrebno znati koliki je srednji broj stvorenih parova. Treba znati da taj broj ne možemo dobiti ako energetski gubitak čestice podelimo sa ionizacionim potencijalom, jer se dosta energije potroši i na ekscitaciju. Dobijene vrednosti (date u tabeli) pokazuju da se stvari jedan par jon-elektron na svakih utrošenih 30 eV. Taj broj ne zavisi mnogo od tipa upadne čestice, i vrlo malo zavisi od vrste gasa.

	Ekscitacioni potencijal [eV]	Ionizacioni potencijal [eV]	Srednja energija za kreaciju para jon-elektron [eV]
H <sub>2</sub>	10.8	15.4	37
He	19.8	24.6	41
N <sub>2</sub>	8.1	15.5	35
O <sub>2</sub>	7.9	12.2	31
Ne	16.6	21.6	36
Ar	11.6	15.8	26
Kr	10.0	14.0	24
Xe	8.4	12.1	22
CO <sub>2</sub>	10.0	13.7	33
CH <sub>4</sub>		13.1	28
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>		10.8	23

Srednja energija w, potrebna za proizvodnju para značajna je, jer pomoću nje možemo odrediti rezoluciju detektora. Rezolucija za česticu energije E biće:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{F_w}{E}}$$

gde je F Fano faktor datog gasa.

### 3.1.3) Rekombinacija i vezivanje elektrona

Kao što smo videli, broj parova jon-elektron koje stvori upadna čestica značajan je zbog efikasnosti i rezolucije detektora. Naravno, bilo bi dobro da se taj broj održi sve do prihvatanja jona i elektrona od strane elektroda. Međutim, on se smanjuje iz dva razloga: rekombinacije i vezivanja elektrona.

Do rekombinacije dolazi kada se jon i elektron privuku sopstvenom električnom silom. Pri tome dolazi do emisije fotona:



U opštem slučaju, rekombinacija zavisi od koncentracije pozitivnih i negativnih čestica (jona i elektrona):

$$dn = b n^+ n^- dt$$

gde je b konstanta zavisna od vrste gasa, a  $n^+$  i  $n^-$  koncentracije pozitivnih i negativnih čestica. Ako pretpostavimo da je  $n^+ = n^- = n$ , i izvršimo integraciju, dobijemo zakon smanjivanja koncentracije slobodnih nanelektrisanih čestica:

$$n = \frac{n_0}{1 + bn_0 t}$$

gde je  $n_0$  početna koncentracija (pri  $t=0$ ).

Za vezivanje elektrona su odgovorni atomi sa pozitivnim elektronskim afinitetom. Ti atomi imaju skoro potpuno popunjenu spoljašnju elektronsku ljudsku, pa im dodavanje još jednog elektrona praktično smanjuje energiju, što se manifestuje emisijom fotona:



Oslobodenja energija u ovakvoj reakciji je ono što daje kvantitativno obeležje apstaraktnom pojmu elektronskog afiniteta. Jasno je da plemeniti gasovi nemaju elektronski afinitet (od-

nosno, čak im je negativan!). Prisustvo gasova sa elektronskim afinitetom ( $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $CCl_4$ ,  $SF_6$  ...) u detektoru, može zahvatanjem elektrona značajno da smanji efikasnost detektora.

### 3.1.4) Difuzija, drift i pokretljivost jona i elektrona u gasovima

U odsustvu električnog polja, naelektrisanja stvorena prolaskom radijacije difunduju sa mesta na kom su stvorena uniformno u svim pravcima. Mnogobrojnim sudarima sa molekulima gasa vrlo brzo izgube energiju i eventualno se rekombinuju. Pri energijama koje razmatramo distribucija brzina je Maxwellova, pa je srednja brzina data kao

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (\nabla)$$

odakle se vidi da je srednja brzina elektrona mnogo veća od brzine jona, zbog njihove manje mase. Po kinetičkoj teoriji linearna distribucija naelektrisanja, posle vremena difundovanja  $t$ , ponaša se po Gaussovom zakonu:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

gde je  $N_0$  početni broj nanelektrisanja,  $x$  udaljenost od mesta kreacije i  $D$  difuzioni koeficijent. Koren srednjeg kvadrata rasipanja po  $x$  koordinati dat je kao

$$\sigma(x) = \sqrt{2Dt}$$

odnosno, u tri dimenzije

$$\sigma(r) = \sqrt{6Dt}$$

Difuzioni koeficijent se može izračunati pomoću kinetičke teorije:

$$D = \frac{1}{3} v \lambda \quad (\square)$$

gde je  $\lambda$  srednji slobodan put jona ili elektrona u gasu. Za idealne gasove je srednji slobodni put u vezi sa temperaturom i pritiskom

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{\sigma_0 p} \quad (O)$$

gde je  $\sigma_0$  ukupni efikasni presek za sudare sa molekulima gasa. Zamenjujući izraze  $\nabla$  i  $O$  u ■ dobijamo izraz za difuzioni koeficijent

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sigma_0 p} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}}$$

odakle se vidi da ta veličina zavisi od mnogih parametara gasa.

U prisustvu električnog polja nanelektrisane čestice će biti ubrzane u pravcu linija polja te će tako pored termalnog kretanja imati i komponentu kretanja u pravcu polja. Srednja brzina koju čestice postignu usled dejstva polja biće limitirana čestim sudarima sa molekulima gasa i tu brzinu zovemo brzina migracije (drifta). Ako uporedimo tu brzinu sa brzinom termalnog kretanja primetićemo da je mnogo manja. Upoređivanje drift brzine elektrona i jona pokazuje nam, opet, da je drift brzina elektrona veća zbog njihove manje mase.

Korisno je uvesti i pojam *pokretljivosti*:

$$\mu = u/E$$

gde je  $u$  brzina drifta, a  $E$  jačina električnog polja. Za slučaj nanelektrisanih čestica u idealnim gasovima važi i odnos difuzione konstante i pokretljivosti (Einsteinova relacija)

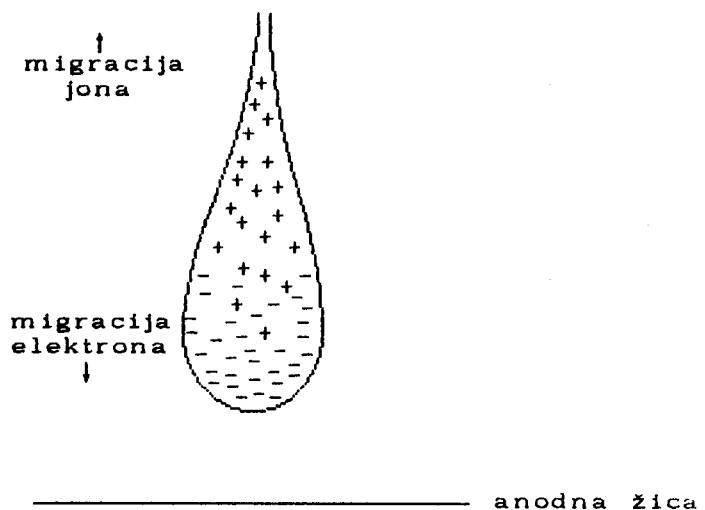
$$D/\mu = kT/e$$

koja nam može pokazati šta će se desiti sa difuzionom konstantom za različite brzine elektrona (ili jona). To može biti značajno kod nekih detektora (drift komora) koji svoj rad zasnivaju na merenju vremena koje je potrebno elektronima da stignu od mesta kreacije do elektrode. Ako je oblak elektrona jako difundovao to ima efekta na rezoluciju takvog detektora.

### 3.1.5) Lavinska multiplikacija

Multiplikacija elektrona u detektoru pojavljuje se kada primarni elektroni, ubrzani električnim poljem, steknu dovoljno energije da i sami izvrše ionizaciju. Proizvedeni se

kundarni elektroni se ubrzavaju i takođe ionizuju gas stvarajući novu generaciju jona i elektrona. Proces se ponavlja, što dovodi do pojave lavine nanelektrisanja koja se kreću ka elektrodama. Zbog veće pokretljivosti elektrona lavina dobija oblik kišne kapi (slika 12).



**slika 12**

*Formacija lavine. Zbog veće pokretljivosti elektrona, u odnosu na jone, lavina dobija oblik kišne kapi, sa elektronima na čelu.*

Ako sa  $\alpha$  predstavimo srednji slobodni put sekundarnog elektrona, a sa  $n$  broj elektrona, tada će na putu  $dx$  biti kreirano  $dn$  novih elektrona:

$$dn = n \alpha dx$$

odnosno, na putu  $x$  će ukupno biti stvoreno

$$n = n_0 \exp(\alpha x)$$

novih elektrona. Početni broj elektrona je označen sa  $n_0$ . Faktor multiplikacije (gas gain) je tada

$$M = n/n_0 = \exp(\alpha x)$$

ili, ako električno polje nije homogeno

$$M = \exp \left[ \int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx \right]$$

Faktor multiplikacije dolazi do izražaja pri izboru gasa, odnosno gasne smeše za proporcionalne detektore, pa ćemo zato navesti neke osobine koje mora imati gas za njihovo punjenje.

### 3.1.6) Izbor gasa za punjenje proporcionalnih detektora

Pri izboru gasa za punjenje proporcionalnih detektora mora se obratiti pažnja na neke osobine koje taj gas mora da zadovolji. Poželjno je da gaš ima dobar multiplikacioni faktor, da se sa njim može raditi na što nižim naponima, da ima dobru proporcionalnu oblast, i da ima mogućnost rada pri velikim intenzitetima zračenja. Sve ove zahteve ne može da ispuni ni jedan potpuno čist gas, tako da se uvek upotrebljavaju gasne smeše.

Plemeniti gasovi bivaju obično izabrani za glavnu komponentu gasne smeše, zbog toga što zahtevaju relativno male jačine električnog polja za formiranje lavinskog proboga. Ipak, zbog visoke energije ekscitacije atoma ovih gasova, ne mogu se postići faktori multiplikacije veći od  $10^3$ - $10^4$ , jer dolazi do kontinualnog pražnjenja u detektoru. Zbog toga se u smešu dodaju gasovi čiji se molekuli sastoje od većeg broja atoma (metan, alkohol,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{BF}_3$ ), i čija je uloga da apsorbuju fotone koji bi mogli da izazovu pražnjenje u udaljenom delu detektora, i da tu energiju oslobole na neke druge načine, kao što su disocijacija ili neelastični sudari. Ovi višemolekulski gasovi služe za gušenje pražnjenja (quenching), i već dodavanjem malih količina dolazi do velikih promena faktora multiplikacije (čak i do  $10^6$ ). Mogu se dodati čak i male količine gasova koji imaju elektronski afinitet (freon -  $\text{CF}_3\text{Br}$ ), a koji pored već navedene uloge gušenja apsorpcijom fotona, vezuju elektrone koji potiču sa katode i koji bi, ako se upute ka anodi, na svom putu izazivali lavinu. Na taj način multiplikacija može dostići i nivoje od  $10^7$ , a da se ne izazove kontinualno pražnjenje.

Primena organskih gasova za ove namene ima i svojih negativnih strana. Organski molekuli teže disocijaciji, a potom i rekombinaciji, što na elektrodama stvara sloj čvrstog ili tečnog polimera. Pozitivni joni pri kretanju ka katodi nailaze na taj sloj i treba im vremena da produ kroz njega. Ako imamo dovoljno veliki fluks radijacije, joni će se nagomilati u okolini katode. Takvo prostorno nanelektrisanje je sposobno da toliko iskrivi električno polje u detektoru da

dolazi do pražnjenja i po prestanku delovanja radijacije. Tada je jedino rešenje da se elektrode očiste od naslaga što je problem kod modernih detektora čije elektrode imaju prečnike reda veličine  $\mu\text{m}$ . Rešenje bi moglo biti u upotrebi neorgan-skih gasova, ali oni nisu toliko efikasni, pa se upotrebljava drugi pristup: ubacuje se još jedna gasna komponenta - mala količina koja sprečava nastajanje polimera. Poseban problem je potrošnja gasa za gušenje, jer pri multiplikaciji od  $10^6$ , i pri stvaranju 100 parova jon-elektron po događaju - izgubi se  $10^8$  organskih molekula. Jasno je da se pri visokim nivoima radijacije vrlo brzo primeti nedostatak gasa za gušenje. Kod nekih detektora rešenje je nađeno u uspostavljanju kontinualnog strujanja gasne smeše.

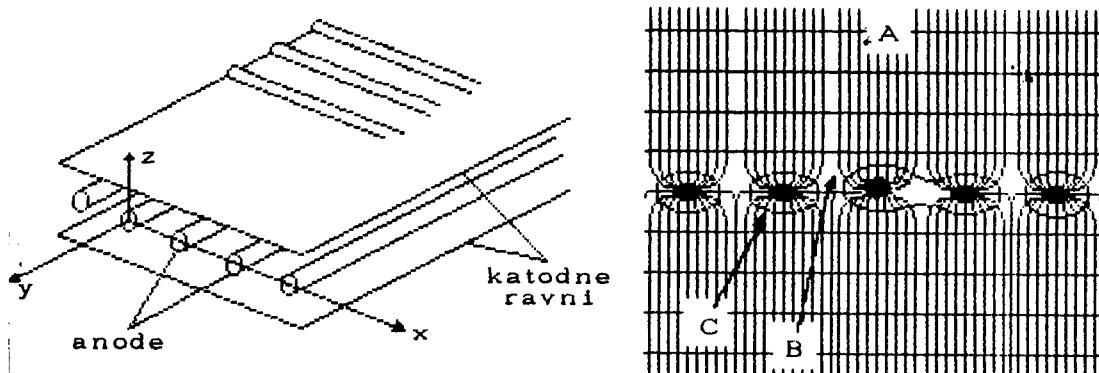
Sastav gase može biti menjan i u zavisnosti od toga da li želimo da čestice imaju veliku ili malu drift brzinu, veliki ili mali gubitak energije, malu difuziju itd. Zbog svih problema koje treba rešiti pri uspostavljanju prave mešavine gasova, nije ni čudo što se u žargonu fizičara ona zove "magični gas".

### **3.2) VIŠEŽIČNA PROPORCIONALNA KOMORA (Multiwire Proportional Chamber - MWPC)**

Kod običnih cilindričnih proporcionalnih komora impuls se formira na anodi usled kolekcije nanelektrisanja, ali više i zbog samog pomeranja nanelektrisanja u unutrašnjosti detektora. Taj signal daje samo informaciju o postojanju događaja, ali ne i podatak o tome gde se događaj desio. Ako bismo želeli i kakvu-takvu prostornu informaciju, morali bismo da upotrebimo više identičnih komora što nije ni praktično ni elegantno. Voden verovatno sličnom idejom, Georges Charpak i njegovi saradnici iz CERN-a krajem šezdesetih konstruišu Multiwire Proportional Chamber (**MWPC**). Te komore su omogućile preciznu lokalizaciju lavinskog probaja.

#### **Osnovni radni principi**

MWPC su najčešće sačinjene od mreže anoda koje su razapete u jednoj ravni, i koje su međusobno paralelne. Iznad i ispod anodne ravni nalaze se katodne ravni koje stvaraju, kada se na njih dovede napon, skoro homogeno električno polje (slika 13).



**slika 13**

Princip konstrukcije višežičnih proporcionalnih komora. Magnetno polje ima tri karakteristične oblasti: A - oblast skoro potpune homogenosti, B - oblast slabog polja, i C - oblast velikog gradijenta polja u kojoj se dešava lavinska mnoštvena množenja.

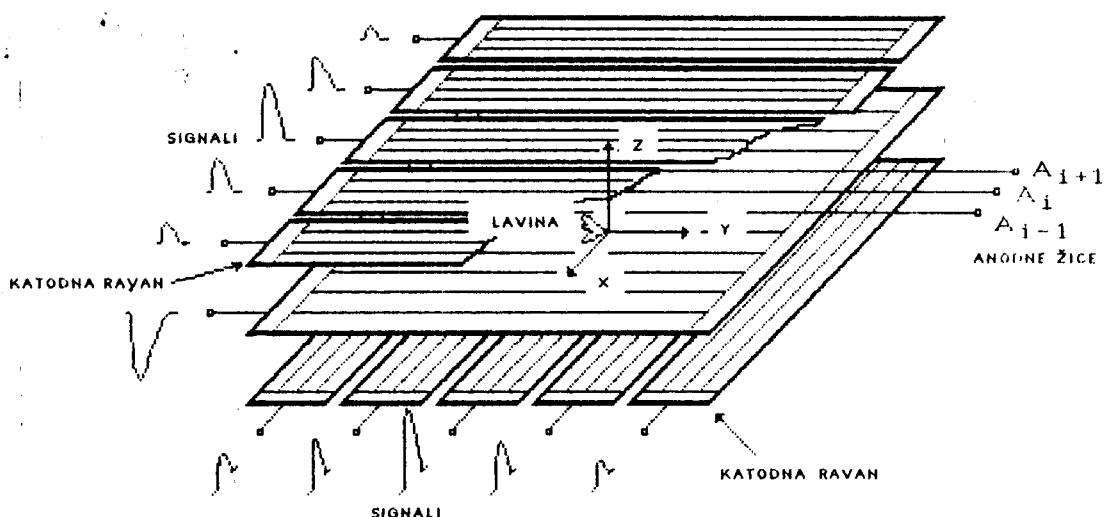
Kao što se sa slike vidi, polje nije homogeno samo u prostoru neposredno oko anoda gde se ponaša kao  $1/r$ , tj. kao kod obične proporcionalne komore. Pošto znamo da se lavinski probaj događa samo u neposrednoj okolini anode baš zbog takve konfiguracije električnog polja, možemo očekivati da se svaka žica anode ponaša kao nezavisni proporcionalni detektor. Kada se radijacijom oslobođe elektroni u gasu koji ispunjava detektor, oni mogu da se kreću duž linija sile električnog polja samo ka najbližoj anodnoj žici, i da u njenoj blizini izazovu lavinu.

Interesantna je pojava da kad se formira (negativan) signal na anodnoj žici, susedne žice reaguju takođe stvaranjem impulsa, ali ne negativnim, već pozitivnim što nam omogućuje da vrlo lako odredimo kod koje žice je došlo do lavinskog probaja. Opremanje svake žice kompletnom i kompleksnom elektronikom koja će to odrediti danas je moguće, tako da su u pogonu MWPC sa čak  $10^5$  žica. Kad je određena žica kod koje je došlo do lavine, određena je jedna koordinata, a sa preciznošću koja uglavnom zavisi samo od razmaka na kom su postavljene žice anode u anodnoj ravni.

Mehanizam stvaranja impulsa je sledeći. Razdvojeni, joni i elektroni se kreću ka elektrodama koje ih privlače. Kako je do lavinske ionizacije došlo u neposrednoj blizini anode, elektroni vrlo brzo prelaze to rastojanje i samo deo

potencijalne razlike. Joni prelaze mnogo veća rastojanja i skoro celu potencijalnu razliku, a to je ono što indukuje signal na elektrodama, a ne s mo rekombinovanje nanelektrisanja na elektrodama. Jer, recimo da se stvorio par jon - elektron u blizini anode; linije sile električnog polja koje potiču od jona padaju uglavnom na najbližu anodnu žicu. Kako se jon udaljava na svom putu ka katodi, broj linija sile koje padaju na datu anodu se smanjuje, a ujedno se povećava njihov broj na okolnim žicama. Trend se nastavlja, tako da se primećuje pojava da se samo na najbližoj anodnoj žici stvara negativan, a na svim okolnim žicama pozitivan signal. Naravno, signal je sve manjeg intenziteta što su žice udaljenije od mesta lavinskog probaja. Pozitivan signal se indukuje i na žicama katode ali tek kasnije, jer joni sporo prilaze katodi. To je zgodna okolnost, jer na taj način možemo elektronikom eliminisati signale koji mnogo kasne. Taka konfiguracija MWPC se koristi kada želimo da dobijemo informaciju o položaju događaja samo sa anode (kod spektrometarskih eksperimenata, na primer), a u tom slučaju katoda može biti izvedena u obliku provodne površine, kako je prikazano na slici 13.

Ako, međutim, želimo da očitamo dve ili čak sve tri koordinate, konstrukcija MWPC će biti unekoliko promenjena. Tada bar jedna katodna površina mora biti izvedena u obliku traka ili žica koje su postavljene u paralelnoj ravni sa anodnim žicama, ali normalno na njih. Na slici 14. je prikazana izvedba MWPC gde su obe katodne ravni formirane



**slika 14**

Konstrukcija MWPC u slučaju kada želimo da registrujemo dve (ili tri) koordinate.

pomoću provodnih traka, a anoda je u obliku mreže žica koje su kratko spojene. U ovakovom slučaju će signali na katodama davati informaciju o dve prostorne koordinate, a treća se može dobiti slaganjem više ovakvih "sendviča" jednog na drugi.

Razvoj elektronike i kompjutera omogućio je da se izračunavanje koordinate, koristeći informacije koje daju amplitude signala, može izvršavati i u realnom vremenu. Principijelno, koordinata se nalazi kao

$$\bar{x} = \sum x_i X_i / \sum X_i$$

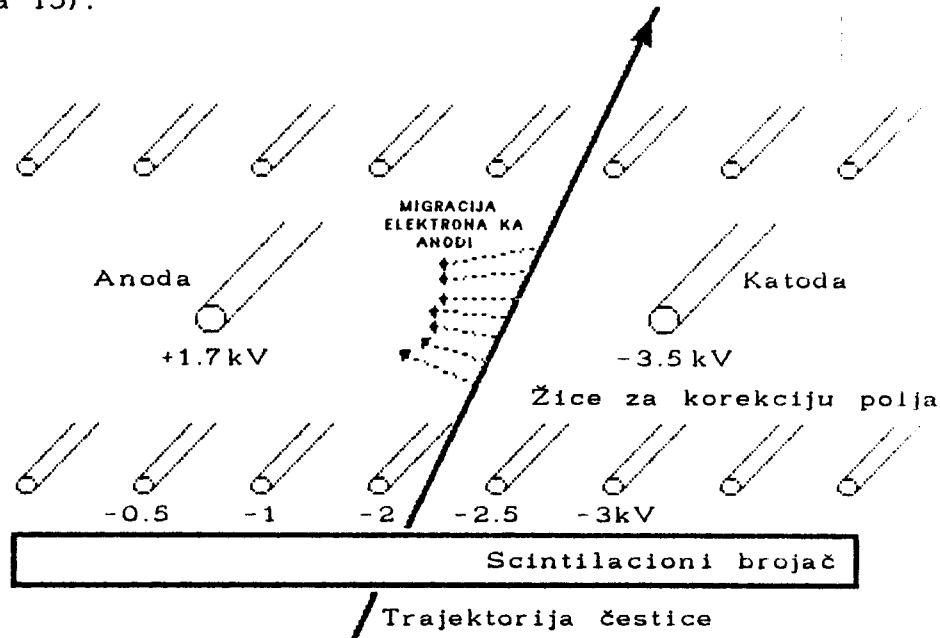
gde je  $x_i$  - koordinata koju nam daje položaj same elektrode, a  $X_i$  - visina signala. Na ovaj način, ne samo da je prevezidena tačnost od pola razmaka između žica, već se mogu postići rezultati čija preciznost ide do rastojanja reda  $10\mu\text{m}$ . Na manjim rastojanjima već dolazi do svojstvenih fluktuacija srednje vrednosti izračunate po gornjem izrazu. Osim toga, i elektronika unosi u račun svoja trenutna ograničenja. Ipak, ovo su tako vredni rezultati da se na osnovu njih može zaključiti i u kom delu prostora oko žice se odigrao laverski proboj, tj. mogu nam dati azimut. U prilogu ovog rada, nalazi se članak Georges Charpaka u kom su opisane MWPC i drift komore, o kojima će sad biti reči.

### 3.3) DRIFT KOMORE (Drift Chambers - DC)

U fizici visokih energija pred detektore se postavljaju ponekad kontradiktorni zahtevi. Tako, na primer, MWPC mogu da postignu sasvim zadovoljavajuću preciznost, ali su im dimenzijske ograničavajući faktori. Za čestice sa vrlo velikim impulsom, a samim tim i vrlo slabo zakrivljenom putanjom, ponekad nisu dovoljne dimenzijske površine od nekoliko kvadratnih metara koje se mogu postići na MWPC (do  $5\text{m} \times 5\text{m}$ ). Pri gustini od jedne žice na svakih  $2\text{mm}$ , koja je uobičajena za detektore većih dimenzija, konstruktori nailaze na velike teškoće. Od toga da se žice ugibaju i privlače, pa do same činjenice da je u pitanju ogroman broj elektroda koje moraju biti praćene istim tolikim brojem elektroničkih sklopova koji će pojačavati signale i spremati ih za kompjutersku obradu. Posebno pitanje je kolika kompjuterska moć je potrebna za očitavanje tolikog broja senzora.

Na put u pravom pravcu je ukazala činjenica da je kašnjenje signala, posle prolaska radijacije kroz detektor, zavisno od udaljenosti trajektorije po kojoj je čestica prošla od najbliže žice. To je dovelo do razvoja tzv. drift komora, koje su po osnovnoj konstrukciji vrlo slične MWPC, ali imaju mnogo manji broj aktivnih elektroda, jer svoje funkcionisanje zasnivaju na merenju vremena koje je potrebno oslobođenim ionima i elektronima da stignu od mesta ionizacije do aktivnih elektroda.

Pokazalo se da je kašnjenje signala reda veličine 20ns/mm, i odmah je bilo jasno da, uz elektroniku koja je bila na raspolaganju krajem šezdesetih godina, može biti dostignuta vremenska rezolucija od 1ns (odnosno prostorna od  $50\mu\text{m}$ ). Pri tom su bili korišćeni brzi scintilacioni detektori za registrovanje stvarnog trenutka prolaska radijacije (slika 15).



**slika 15**

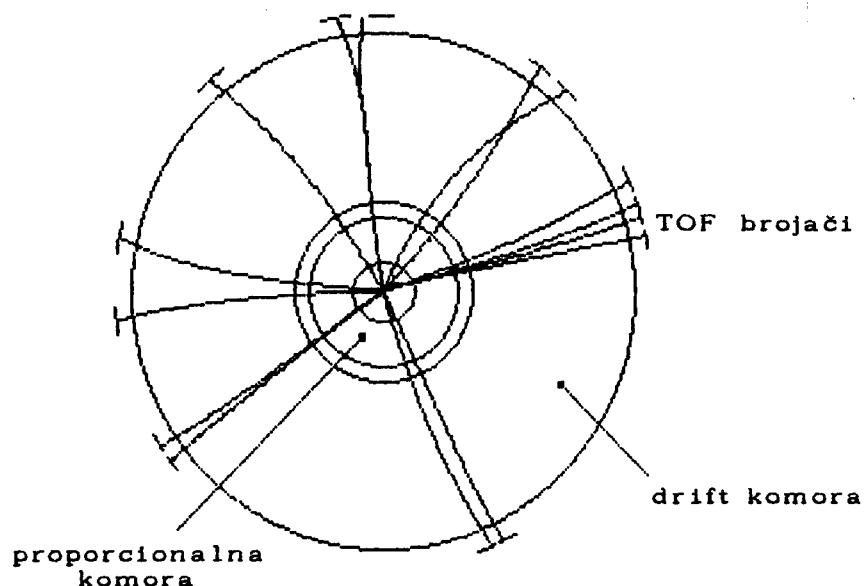
Princip konstrukcije drift komore. Vremenski period koji protekne između detekcije scintilacionim brojačem i pojave signala na anodi služi za određivanje položaja trajektorije čestice.

Elektrode koje su dosta razmaknute unose problem nehomogenosti polja, pa se moraju dodati elektrode čija je svrha samo uspostavljanje uniformnosti polja. Jer, poželjno je da polje bude homogeno, čime se pojednostavljuje izračunavanje koordinate primarne ionizacije na osnovu vremena preleta elek-

trona. Ukoliko je polje homogeno, zavisnost vremena i udaljenosti će biti linearна.

Drift komore se, pored planarnog oblika sličnog onom sa slike 15, mogu načiniti i u obliku cilindra, ili u obliku segmenata (Proportional Drift Tubes). Cilindrični oblik se koristi u slučajevima kada treba obuhvatiti prostor u kom se interakcija dešava - obično kod kolajderskih eksperimentata. Segmentni oblik se sve više primenjuje, jer obezbeđuje mogućnost zamene samo jedne žice u slučaju prekida.

Cilindrične komore, koje se smeštaju neposredno oko mesta na kom dolazi do interakcije, a sve u unutrašnjosti magneta koji takođe obuhvataju mesto sudara, mogu biti izradene kao "klasične" i kao "vizualne" (pictorial). Klasične se sastoje od 15 do 20 slojeva žica, od kojih pola služi za prepoznavanje putanje i koje su orientisane paralelno sa osom magnetnog polja. Druga polovina je zarotirana pod malim uglom u odnosu na osu polja i daje informaciju o trećoj koordinati pri rekonstrukciji traga, a takođe služi i za razrešenje dvostrislenosti kod tragova koji su vrlo bliski. Rekonstruisane putanje imaju oblik sličan onom prikazanom na slici 16. Vizualne komore imaju mnogo više slojeva (40 - 200), tako da se dobija potpunija informacija o putanji, bez potrebe za interpolacijom traga. One daju bolje razlaganje bliskih tragova, a isto tako preciznije određuju mesto gde je došlo do eventualnih raspada novostvorenih čestica.



**slika 16**

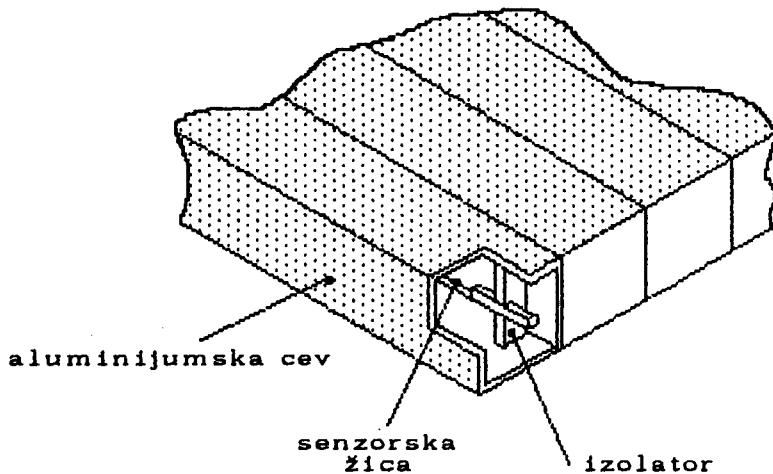
Tipičan događaj u TASSO cilindričnoj drift komori.

Tipične vrednosti, da bi se bolje shvatile dimenziye tih uređaja, za cilindrični drift detektor TASSO spektrometra na akceleratoru PETRA su:

- prečnik 2.56 m,
- dužina 3.52 m,
- 2340 senzorskih žica.

Senzorske žice su debljine  $30\mu\text{m}$  od pozlaćenog tungstena. Žice katode su prečnika  $120\mu\text{m}$ , od pozlaćenog molibdена. Anode su zategnute silom od  $0.8\text{N}$ , a katode silom od  $3\text{N}$ . Žice su razapete na aluminijumske ramove koji se održavaju na razmaku uz pomoć unutrašnjeg i spoljašnjeg cilindra, koji ujedno ogradiju drift region. Sve to se, naravno, nalazi u unutrašnjosti magneta. Gasna smeša je 90% argona i 10% metana. Tragovi prikazani na slici 16 su zabeleženi na tom detektoru.

Jasno je kakvi se problemi javljaju pri kidanju jedne ili više elektroda. Zato se sve više koristi segmentna izvedba drift komora. Komore sastavljene od segmenata su jednostavnije konstrukcije, jeftinije, lakše za održavanje zbog svoje modularnosti, a i struktura segmenata je takva da svaka senzorska žica ima oko sebe sve što joj je potrebno za normalan rad (slika 17).



**slika 17**

*Segmentni oblik proporcionalnih drift komora.*

CHARM neutrinski detektor u CERN-u sastoji se od 12600 ovakvih segmenata koji su načinjeni od aluminijuma preseka  $29\text{mm} \times 29\text{mm}$  i dužine 4m. U osi svakog od njih nalazi se

čelična žica debljine  $50\mu\text{m}$  i zategnuta silom od 1N. Segmenti se pune gasnom smešom od 95% argona i 5%  $\text{C}_3\text{H}_8$ . Zidovi segmenta su ujedno katoda.

Kao i kod ostalih komora, i ovde nepreciznost u izradi može uticati na vrednost dobijenih rezultata. Takva greška bi bila slučajna od žice do žice. Sistematska greška može biti uzrokovana savijanjem žica usled gravitacije ili električnog privlačenja. Treću vrstu greške unosi elektronika.

### **3.4) KOMORA SA PROJEKCIJOM VREMENA - TPC (Time Projection Chambers)**

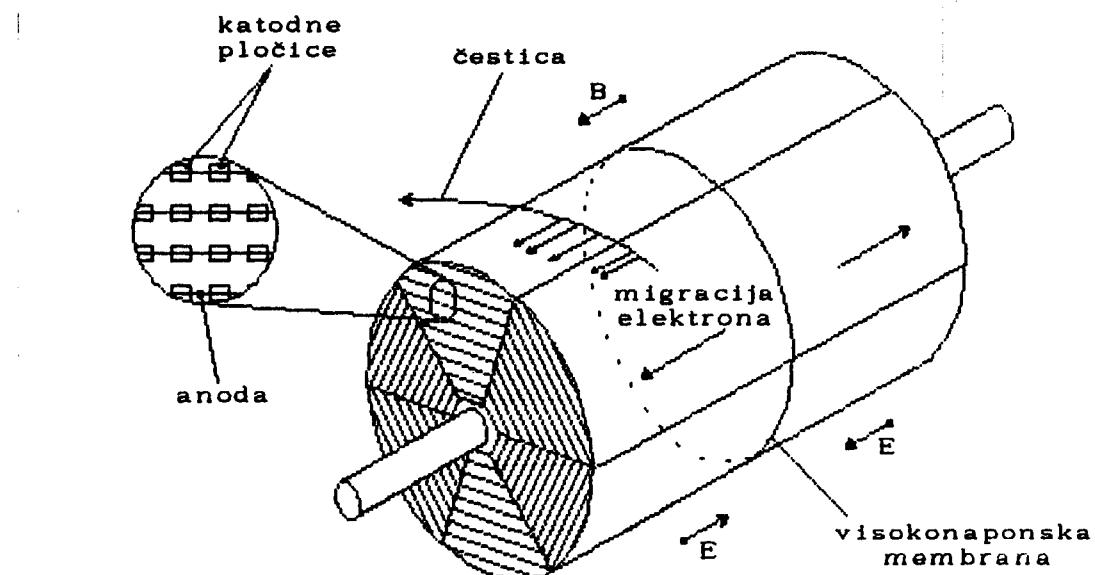
U slučaju novijih kolajderskih eksperimenata vrlo visokih energija ( $> 30 \text{ GeV}$ ) dolazi do stvaranja parova kvark-antikvark. Oni se, naravno, ne registruju neposredno, ali se materializuju u vidu mlazeva hadrona. Orientacija mlazeva u prostoru trebala bi da bude izotropna. Detekcija i merenje tragova ovakvih mlazeva u prostornom ugлу od približno 4 steradijana je težak zadatak. Ako još zahtevamo od detektora da izmeri impulse čestica u mlazu i da ih po mogućnosti identificuje (pomoću karakterističnog gubitka energije čestice  $dE/dx$ ), shvatićemo zašto se brzo odustalo od pokušaja da se to ostvari kombinacijom konvencionalnih detektora, spektrometara i kalorimetara koji su bili na raspolaganju sedamdesetih godina. Takav pokušaj bi za rezultat dao uredaj čije bi dimenzijs prelazile 10m u prečniku, a težina bi bila izražena u hiljadama tona.

Jedna ideja je označila prekretnicu i omogućila konstrukciju kompaktног uređaja koji će obavljati sva navedena merenja odjednom. Ideja je došla od Davida Nygrena, a bila je formulisana kao pitanje: Šta će se desiti ako pravac električnog drift polja zarotiramo tako da bude paralelno sa magnetnim poljem? Odgovor je već dugo bio poznat, ali nije bio korišćen u krugovima fizičara. Glasio je: Elektroni će se helikoidalno kretati duž magnetnih linija sile nošeni električnim drift poljem!

Implikacije su sledeće. Moguće je napraviti drift komoru čija širina prostora za drift elektrona neće više biti merena centimetrima, već metrima. To zbog toga, što će transverzalna difuzija elektronskog oblaka, nastalog jonizaci-

jom, biti ograničena i smanjena bar za red veličine upravo zbog već pomenutog dodatnog helikoidalnog kretanja elektrona.

TPC koristi rešenja primenjena na MWPC i DC. Po obliku je cilindrična sa tankom visokonaponskom površinskom elektrodom u sredini (slika 18).



**slika 18**

Shematski prikaz komore sa projekcijom vremena.

Na osnovama cilindra su sektori sačinjeni od senzorskih anodnih žica praćenih katodama koje su izdeljene na segmente (slika 18). Prolazak radijacije kroz zapreminu detektora izaziva ionizaciju, a elektroni nošeni električnim drift poljem stižu do anodnih žica. Električni impuls na anodi nam daje jednu koordinatu. Drugu koordinatu dobijamo pomoću segmenata katode jer se na njima, na već opisan način kao kod MWPC, indukuje pozitivan signal koji nam omogućuje da saznamo na koji je deo anodne žice oblak elektrona pristigao. Treća koordinata se dobija na način analogan onom kod drift komora tj. merenjem vremena potrebnog za prelet elektrona, s tom razlikom što je ovde prostor za drift mnogo veći.

Zbog velikog prostora vrlo je važno da magnetno i električno polje bude paralelno i uniformno do na deseti deo promila. Takode, problemi sa sporim jonima izbegavaju se dodavanjem uzemljene mreže žica, koje ujedno dele svaku polovinu komore na dva dela: na drift region, i na region la-

vinske ionizacije. Joni na taj način bivaju zarobljeni u delu za lavinsku ionizaciju, pa ne remete osetljivo električno polje u drift regionu.

Količina nanelektrisanja prikupljena na anodama je proporcionalna energetskim gubicima čestice koja je izazvala ionizaciju. Stoga će amplituda signala na anodi sadržavati u sebi i informaciju o  $dE/dx$ , pa identifikacija čestice uz poznavanje tog podatka postaje moguća. Svakako da se i na postizanje zadovoljavajuće preciznosti pri određivanju ove vrednosti mora obratiti pažnja (jer ona zavisi od izbora gasa, od gubitaka primarnih elektrona, od kalibracije žica, od pritisaka itd.).

Količina informacija koja se procesira po jednom tragu je toliko velika da je uz ovaku komoru potrebno imati vrhunsku opremu za obradu podataka. Korišćeni su CCD (charged-coupled devices) koji su skanirali aktivne elektrode vrlo velikom brzinom, da bi pri pojavi interesantnog događaja smanjivali brzinu kako bi prateći analogno-digitalni konvertori (ADC) koji su mnogo sporiji, mogli da digitalizuju pristigne signale. Iz ADC-a, signali su se u digitalnom obliku slali u kompjuter na obradu. Sledeća generacija ADC (flash ADC) je bila dovoljno brza, tako da je mogla da prihvata multipleksirane podatke sa više senzorskih žica odjednom.

Brzina kojom su signali mogli biti obradeni je doprinisala vremenskoj rezoluciji, a kako je vreme projektovano na treću koordinatu, doprinosila je u stvari prostornoj rezoluciji. Ukupna zapremina TPC kao da je elektronski podeljena na milione malih aktivnih zapremina u kojima dolazi do detekcije prolaska radijacije. Zato TPC nazivaju i "elektronska mehurasta komora".

## 4.) MERENJE VREMENA, ENERGIJE, I IDENTIFIKACIJA ČESTICA

### 4.1) MERENJE VREMENA

Spomenuli smo kod nekih detektora (kod TPC na primer) da je potrebno registrovati trenutak kada zračenje prodre u zapreminu detektora, jer nam ta informacija omogućava da rekonstruišemo putanju čestice na osnovu kašnjenja ostalih signala. To obično postižemo kombinacijom scintilatora i fotomultiplikatora, mada postoje i planarni varnični brojači koji mogu da posluže istoj svrsi.

#### 4.1.1) Scintilatori

Scintilacioni brojači imaju dva osnovna zadatka: konverziju pobuđenja izazvanog jonizujućim zračenjem u vidljivu svetlost, i transport te svetlosti do fotomultiplikatora.

Scintilatori mogu biti neorganski kristali, ili pak, organski polimeri, kristali i tečnosti. Razlika nije samo u hemijskim osobinama, već i u principu po kom se dobijaju scintilacije.

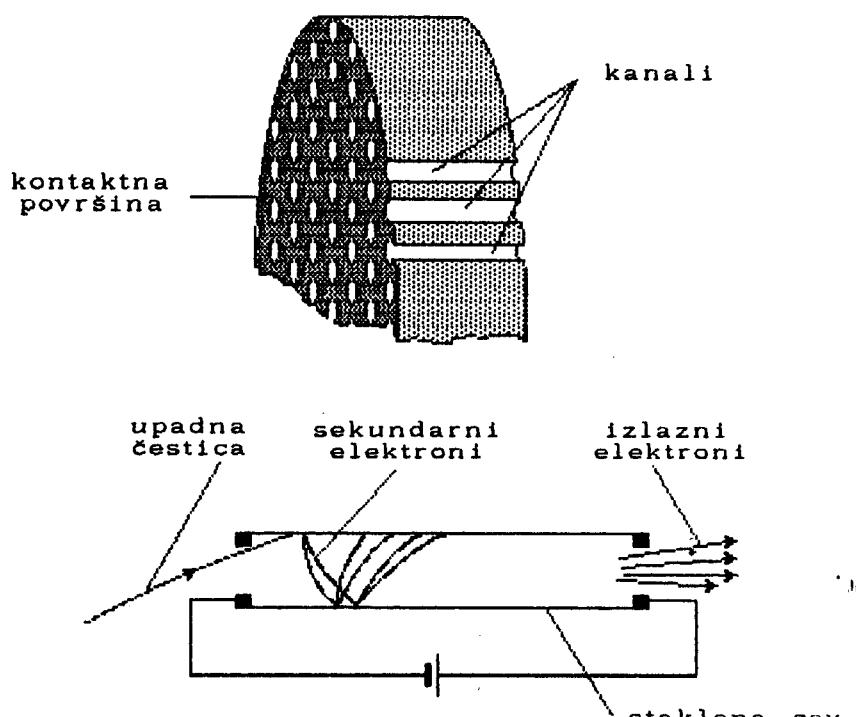
Kod neorganskih kristala, koji sadrže aktivacione centre, zračenje stvara slobodne elektrone, šupljine i eksitone, koji se kreću kroz kristal sve dok ne naiđu na aktivacioni centar A pretvarajući ga u  $A^*$ . Ovo stanje se ne održava, već prelazi ponovo u A, uz emisiju svetlosti.

Organski scintilatori nisu u tolikoj meri efekti rešetke, već emisiju svetlosti zasnivaju na ekscitaciji i deeksitaciji molekularnih nivoa. Svetlost je obično ultraljubičasta, a apsorpciona dužina za nju, kod ovih materijala, iznosi često samo nekoliko milimetara. Tako, korišćenje ovih scintilatora povlači sa sobom korišćenje fluorescentne emisije nekog drugog molekula koji služi za produženje talasne dužine (wave-length shift). Obično se bira da emisija tih drugih molekula bude u plavom delu spektra, tako da se može detektovati fotokatodama.

#### Fotomultiplikatori

Glavni instrument pri pribavljanju vremenske informacije za česticu je fotomultiplikatorska cev. Vidljiva svet-

lost iz scintilatora oslobada elektrone sa fotokatode načinjene od nekog alkalnog metala. Sekundarna emisija elektrona (3 do 5 novih elektrona) na svakoj novoj elektrodi (dinodi), daje multiplikaciju od  $10^8$ , ako je upotrebljeno npr. 14 dinoda. Signal može narasti za oko 2ns, uz vreme tranzita od oko 40ns. Širina signala, koja svakako postoji, se može objasniti varijacijom brzina primarnih elektrona, kao i njihovim različitim putanjama od pojedinih mesta fotokatode do prve dinode.



**slika 19**

*Mikrokanalski multiplikator. Prikaz jednog kanala.*

Širina signala se može značajno smanjiti ako se koriste mikrokanalski multiplikatori, prikazani na slici 19. Putanje elektrona su ograničene oblikom i dimenzijom mikrokanala, pa se širina signala na ovaj način smanjuje dva puta, odnosno može iznositi i samo 0.1ns.

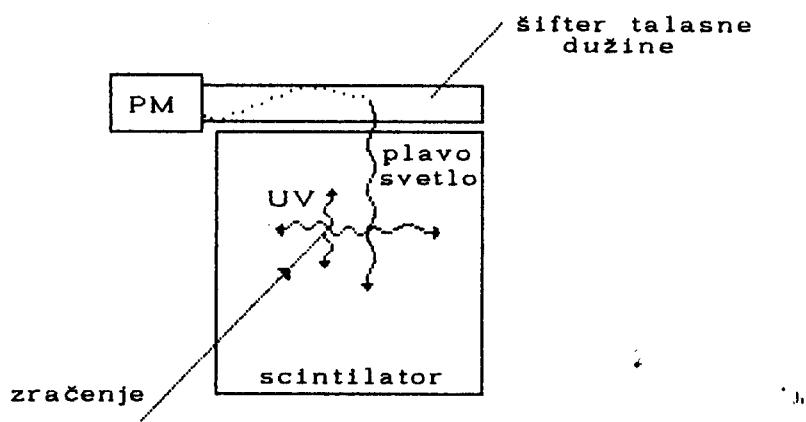
#### Prikupljanje svetlosti

Uobičajen način prikupljanja svetlosti sa scintilatora je pomoću svetlovoda (light guide). Svetlost iz scintilatora putuje do fotomultiplikatora pomoću savitljivih, transparentnih traka tako što se totalno reflektuje od njihovih širih površina. Uslov za totalnu refleksiju je obično iskazan kroz

uslov da je radius zakrivljenosti takve trake mnogo veći od njene debljine.

Vremenska rezolucija ovako spojenih scintilatora i fotomultiplikatora zavisi od već pomenute širine signala koja nastaje u fotomultiplikatoru, ali i od razlike u putevima koju svetlost prevali kroz scintilator. Jasno je da ovo poslednje mnogo zavisi od geometrije scintilatora.

Alternativni metod spajanja scintilatora sa fotomultiplikatorom prikazan je na slici 20. Svetlost iz scintilatora, koja je već šiftovana u plavi deo spektra, napušta scintilator, i kroz uzani vazdušni meduprostor, ulazi u materijal



**slika 20**

*Veza fotomultiplikatora i scintilatora preko WLS - šiftera talasne dužine.*

sposoban da apsorbuje plavu svetlost, a da izotropno emitiše zelenu. Deo ove svetlosti (10-15%) biva uhvaćeno usled totalne refleksije, i konačno pada na fotokatodu multiplikatora na jednom od krajeva šipke.

#### 4.1.2) Varnični brojači u ravni (Planar Spark Counters)

Sastoje se od dve ravne elektrode pod naponom koji je iznad tačke elektrostatičkog probaja. Primarna ionizacija izazvaće varnicu, a velika struja koja potekne može se registrirati kao vrlo dobro definisan signal. Ukoliko su elektrode metalne, varnica će ih potpuno isprazniti uz razvijanje topote i lokalno topljenje elektroda. Tako izbrzdane elektrode pokazaće tendenciju pražnjenja na sve nižim naponima. Ovo se može izbeći ako se, za jednu od elektroda, koristi materijal

jal visoke otpornosti. Varnica tada vrši pražnjenje elektroda samo na maloj površini oko mesta primarne ionizacije, što rezultuje manjom gustom energije u varnici.

Ipak, i pored odličnih karakteristika pri merenju vremena koje ovi brojači pružaju, problem pri njihovoj upotrebi je proizvodnja i održavanje površina elektroda koje moraju biti ekstremno visokog kvaliteta.

#### 4.2) MERENJE ENERGIJE

Kalorimetri mere energiju i položaj čestice pomoću totalne apsorpcije. U procesu apsorpcije, stvaraju se sekundarne čestice koje i same interaguju u reaktoru. Naponetku se sva energija (ili najveći njen deo) upadne čestice pretvoriti u topot - odatle i izraz "kalorimetri". Povišenje temperature je najčešće, toliko malo da se praktično ne može izmeriti, pa se koriste neki drugi efekti (ionizacija ili eksitacija) da se dobije primetan signal.

Neki od razloga zašto je ova tehnika privlačna za fiziku visoke energije:

- To je jedini način da se mere neutralne čestice među mnoštvom sekundarnih čestica proizvedenih u sudaru visoke energije
- Relativna tačnost merenja ukupnog gubitka energije poboljšava se sa povećanjem energije  $E$  kao  $E^{-1/2}$ . Zato, sa povećanjem energije akceleratora apsorpciona spektroskopija postaje često tačnija od merenja sa magnetnim spektrometrima, naročito pri pokrivanju velikih prostornih uglova.
- signal iz ovih detektora razvija se za vreme od  $10^{-8}$  do  $10^{-7}$  sec zato je veoma koristan za vrlo brza okidanja.

Korisno je grupisati kalorimetre s obzirom na tip čestice koja treba da se detektuje. Elektroni i fotoni interaguju elektromagnetski sa apsorpcionim materijalom (zakočno zračenje, produkcija para i Comptonovo rasejanje). Efikasni presek ovih reakcija daje i meru dubine "elektromagnetskih kalorimetara". Hadroni interaguju jakom interakcijom, pa je mera nuklearna apsorpciona putanja.

### **4.3) IDENTIFIKACIJA ČESTICA**

Tradicionalno, identifikacija je podrazumevala razvrstavanje čestica po masi, i na osnovu primene toga razlikovanje piona, kaona, protona, itd. Iako je ovo i dalje važno, identifikacija drugih čestica (leptona, fotona, čestica sa karakterističnim vremenom života od  $10^{-10}$  do  $10^{-13}$  sec) postaje sve važnija. Postoji nekoliko metoda za identifikaciju, pri čemu je svaki metod primenljiv na određeni interval impulsa čestica.

#### **4.3.1) Vreme preleta čestice (Time of Flight)**

Direktno merenje brzine čestica dozvoljava određivanje impulsa sve do  $\sim 2$  GeV/c, što zavisi od prostora koji nam je na raspolaganju za merenje. Detektori mogu biti kombinacija scintilatora i fotomultiplikatora, ili specijalni detektori koji u sebi sadrže varnične brojače.

#### **4.3.2) Identifikacija po gubitku energije na ionizaciju**

Stepen gubitka energije na ionizaciju, dok se čestica kreće kroz materiju, zavisna je od brzine čestice. Vrlo je teško postići potrebnu  $dE/dx$  rezoluciju, zbog velikih fluktacija gubitka energije od čestice do čestice. To navodi na potrebu ponavljanja merenja veliki broj puta što se obično postiže postavljanjem više slojeva mreža proporcionalnih brojača. Slika 8, na strani 31. predstavlja gubitak energije kao funkciju impulsa i tipa čestice. Pri malim impulsima rezolucija  $dE/dx$  je dovoljna da bi se razlikovali npr. pioni, kaoni i protoni. To se postiže već sa desetak merenja na dužini reda veličine metra.

Pri većim impulsima (od 1 do 50 GeV/c) dolazi do "relativističkog rasta" krivih  $dE/dx$  za razne čestice. Krive se, pri tome, približavaju, pa je potrebno povećati rezoluciju, odnosno broj merenja svakog traga.

#### **4.3.3) Čerenkovljeva radijacija**

Gubitak energije čestice koja se kreće kroz sredinu, osim ionizaciji, pripisuje se i emisiji vidljive ili ultraljubičaste svetlosti - Čerenkovljevom zračenju. Ovaj gubitak, iako mali ( $< 1\%$ ), može dati informaciju o brzini čestice, jer je zavisna od brzine.

Čestica koja se kreće brzinom  $\beta = v/c$  kroz medijum indeksa refrakcije  $n(\lambda)$  emitovaće svetlost konusnog talasnog fronta pod posebnim ugлом:

$$\cos \theta_c(\lambda) = 1/\beta n(\lambda)$$

gde je  $\theta_c$  - Čerenkovljev ugao. Pri malim brzinama  $\theta_c$  nije fizički ugao, jer je  $\beta n(\lambda)$  manje od 1, pa se foton ne emituje. Prag za emisiju fotona nastaje tek onda kad postaje  $\cos \theta_c = 1$ .

Detektori mogu koristiti tu osobinu i registrovati prisustvo ili odsustvo zračenja (threshold type), a mogu i direktno meriti Čerenkovljev ugao (differential type) odakle se može odrediti brzina čestice, što je često dovoljno za identifikaciju.

#### 4.3.4) Tranziciona radijacija

Ultrarelativistička čestica koja se kreće u medijumu koji ima diskontinuitet dielektrične konstante, može emitovati x-zrak. Fenomen je poznat pod imenom tranziciona radijacija. Spektar intenziteta je funkcija energije čestice  $E = m\gamma$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ , a merenje ove radijacije nudi mogućnost identifikacije čestice u ultrarelativističkom regionu  $\beta\gamma > 500$ , gde se ne mogu iskoristiti metode koje mere brzinu čestice.

#### 4.3.5) RICH detektori

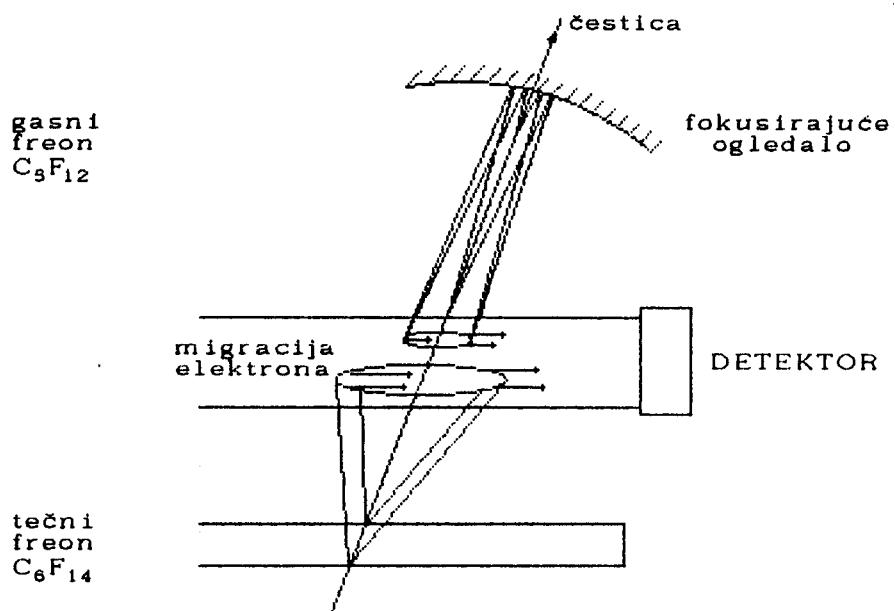
Precizno meri ugao emitovanog zračenja u odnosu na trajektoriju čestice. Sa dimenzijom od 75cm u pravcu kretanja čestice imamo kompletну identifikaciju do energija  $\sim 20$  GeV. Optički sistem koncentriše svetlost emitovanu česticom na lik oblika prstena čiji radijus meri ugao emisije. Detekcija ovih prstena je moguća zahvaljujući gasnim fotokatodama. Normalno se do sada svetlost detektovala pomoću fotomultiplikatora koji su efikasni i brzi, ali ne omogućavaju detaljniju lokalizaciju koju možemo dobiti drift komorom.

Međutim, nezgoda je da vidljiva svetlost ne može da ionizuje gasni molekul, zašta je normalno potrebna svetlost dalekog ultraljubičastog dela spektra. Razvoj RICH je bio moguć zahvaljujući proizvodnji molekula kod kojih se fotoefekat događa u oblasti od 200nm za koji postoji dovoljno transpa-

rentni materijali (TMAE). Shema je data slikom 21. Prateći put čestice, srećemo prvo prvi recipijent koji sadrži:

- 1cm tečnog freona,
- 12cm dalje drugi recipijent koji sadrži fotoosetljivi gas + prostor od 40cm sa gasnim freonom koji se završava paraboličnim ogledalima.

Svetlost koju emituje čestica ionizuje fotoosetljivi gas, a elektroni migriraju kao u drift komori. Elektrode prihvataju signale, tako da se kompjuterskim proračunom na kraju dobije slika prstena koji je karakterističan za brzinu čestice.



**slika 21**

Shematski prikaz novih RICH detektora, koji povezuju neke osobine starih RICH detektora sa prednostima Drift komora.

U prilogu, u članku D.J. Millera, deo II.D i tabela D daju pregled tehnika identifikacije čestica.

## 5.) POSTOJEĆI VELIKI DETEKTORI I BUDUĆI PROBLEMI

### 5.1) SADAŠNJA AKCELERATORSKA POSTROJENJA

U ovom delu ćemo navesti najvažnija postojeća postrojenja visokih energija, uključujući i ona koja se trenutno grade. Detaljniji podaci se nalaze u tablici.

**CERN** (Geneva, Switzerland), ima **SPS** - snop od 400 GeV za nepokretnu metu takođe ima p $\bar{p}$  kolajder, gde su otkriveni  $W^{\pm}$  i  $Z^0$  imaju  $s^{1/2} = 630$  GeV, i radi sa luminozitetom  $L \approx 3 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Luminozitet je unapređen dodavanjem akumulatora (ACOL) za  $\bar{p}$ , na  $L \geq 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  početkom 1988. godine. Kružni e $^+e^-$  kolajder, **LEP**, počeo je sa radom 1989. godine. LEP je dizajniran tako da je ukupna e $^+e^-$  energija tačno jednaka  $M_z$ , pa mašina radi na  $Z^0$  rezonanci, čime je povećana verovatnoća događaja i čime se omogućuje proučavanje svih finalnih stanja u koja se  $Z^0$  može raspasti testirajući time razna predviđanja Standarnog Modela. Takođe, u fazi planiranja je Veliki Hadronski Kolajder - **LHC**.

**DESY** (Hamburg, Germany) akceleratorski kompleks je imao u radu dva e $^+e^-$  kolajdera. Prvi, **PETRA**, radio je sa  $s^{1/2}$  do 46 GeV, sa  $L$  oko  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Drugi, **DORIS**, bio je koncentrisan na domen nižih energija gde se učestalo dešavaju  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ , i slične interakcije. Sada je završen ep kolajder više energije, nazvan **HERA**, sa elektronskim snopom od 30 GeV koji se sudara sa protonskim snopom od 800 GeV, i planiranim luminozitetom od skoro  $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

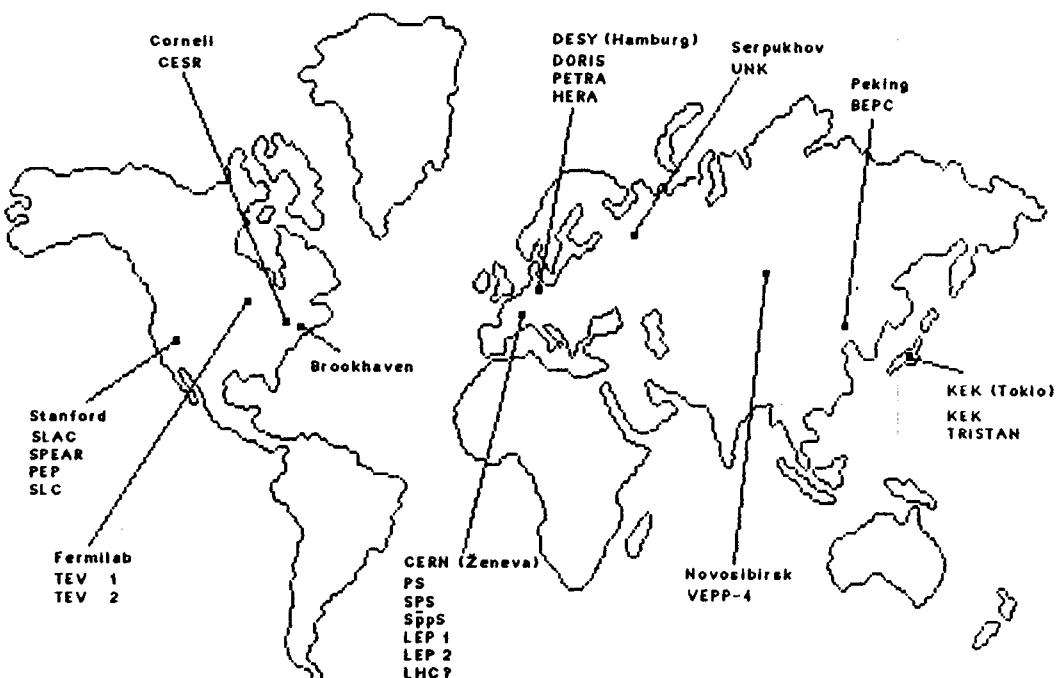
**KEK** (Tsukuba, Japan) ima glavno postrojenje u obliku e $^+e^-$  kolajdera, nazvanog **TRISTAN**, koje je počelo sa prikupljanjem podataka 1987. godine. Ima maksimum od  $s^{1/2}$  od 60 GeV, i očekuje se luminozitet od preko  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

U Pekingu je završen e $^+e^-$  kolajder, **BEPC**. Planirano je da ima  $s^{1/2}$  do 5.6 GeV, sa visokim luminozitetom, i zadatkom da proučava šarm kvark, sistem  $\Psi/J$ , i  $\tau$ -leptone.

U Zajednici Nezavisnih Država se gradi 3 TeV protonski snop. Biće korišćen za eksperimente sa nepokretnom metom, i trebao je da počne sa radom 1992. godine. Sudari sa p $\bar{p}$  snopom planiraju se za budućnost, a moguća je i izgradnja 500 GeV drugog 3 TeV prstena. Ovo postrojenje, nazvano **UNK**,

nalazi se u Serpuhovu. U Novosibirsku postoji  $e^+e^-$  kolajder, **VEPP-4**. Ima maksimalnu energiju od 11.6 GeV, a često radi na oko 5 GeV. Radio je sa parcijalno polarizovanim snopovima. Planira se izgradnja  $e^+e^-$  kolajdera više energije.

Brookhaven Nacinal Laboratory (Long Island), ima akcelerator od 32 GeV sa nepokretnom metom, **AGS**. Na njemu se odvija nekoliko jedinstvenih eksperimenata koji tragaju za efektima mase neutrina i retkih ili zabranjenih raspada kiona.



**slika 22**

*Najvajžniji svetski centri fizike visoke energije.*

Na Cornellu (Ithaca, New York), postoji  $e^+e^-$  kolajder, **CESR**, sa maksimalnom energijom od 13 GeV, koji istražuje optimalnu proizvodnju  $b$ -kvarkova i srođne fizike. Nedavno je dograđen do  $L \sim 5 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Fermi National Accelerator Laboratory (**Fermilab**) kraj Chicaga, ima snop najviše energije **TEVATRON**, koji može da se koristi za eksperimente sa nepokretnom metom, 1000 GeV (1 TeV) protonski snop. Pored toga, konstruisan je i  $\bar{p}$  snop koji se može, takođe, ubrzati do 1 TeV, tako da ovaj  $p\bar{p}$  kolajder može da dostigne  $s^{1/2} = 2$  TeV. Očekivani luminozitet je  $10^{30} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Postoji namera da se luminozitet poveća na  $5 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , do 1992. godine.

Na **SLAC-u** (Palo Alto, California) postoji nekoliko elektronskih akceleratora. Postojeći dvokilometarski LINAC dograđen je tako da ubrzava elektrone i pozitrone do 50 GeV kao deo novog postrojenja **SLC**. Kada elektroni i pozitroni dostignu punu energiju, skreću se po polukrugu, u suprotnim pravcima, i sudaraju. SLC je dizajniran za sudare na masi  $Z^0$  (slično kao LEP). Luminozitet SLC-a je  $6 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Pokrenut je 1987. godine. Kako je to prvi pokušaj konstruisanja linearног  $e^+e^-$  kolajdera, može proći izvesno vreme pre nego što se postigne dizajnirani luminozitet. Kružni  $e^+e^-$  kolajder, PEP, takođe radi na SLAC-u, sa  $s^{1/2}$  do 30 GeV. **SPEAR**,  $e^+e^-$  kolajder, na kom su načinjena brojna važna otkrića, kao c-kvark i  $\tau$ -lepton, još uvek radi kao postrojenje za detaljno proučavanje šarm čestica i  $\Psi/J$ .

**tabela 1**

Parametri  $e^+e^-$  kolajdera visokih energija. Podaci su iz sredine 1989. godine.

	START FIZIKE	MAKS. ENERGIJA SNOPA (GeV)	LUMINOZITET ( $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	OBIM (km)	REGIONA INTERAKCIJE	ČESTICA PO PAKETU ( $\times 10^{10}$ )	PAKETA PO PRSTENU PO VRSTI	MAKS. MAGNETNO POLJE (T)
<b>SPEAR (SLAC)</b>	1972.	4	10 na 3 GeV	0.234	2	15	1	1.1
<b>DORIS (DESY)</b>	1973.	5.6	33 na 5.3 GeV	0.288	2	27	1	1.5
<b>CESR (Cornell)</b>	1979.	6	100 na 5.3 GeV (200 u 1990.)	0.768	2 (1 u 1990.)	17 (15 u 1990.)	7 (14 u 1990.)	0.3 normal 0.8 maks. na 8 GeV
<b>PEP (SLAC)</b>	1980.	15	60	2.2	1 (8 pre 1987.)	35	3	0.36
<b>TRISTAN (KEK)</b>	1987.	32	14	3.02	4	22	2	0.47 (na 30 GeV)
<b>SLC (SLAC)</b>	1989.	50	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.45$ $+ 1.47$	1	$2.4 e^-$ $1.6 e^+$	1	0.597
<b>BEPC (China)</b>	1989.	1.6 - 2.8	2 - 17	0.2404	2	8	1	0.9028
<b>VEPP-4M (NOVOSIBIRSK)</b>	1990.	6	50	0.37	1	15	2	0.6
<b>LEP (CERN)</b>	1989.	60	17	26.66	4	41.6	4	0.135
<b>VLEPP, INP (SERPUKHOV)</b>	1996. (1998?)	500 (1000)	100 (1000)	$2 \times 5$ $(2 \times 10)$	5	100 (200)	1	/

**tabela 2**

**Parametri  $p\bar{p}$ ,  $\bar{p}p$  i  $e\bar{p}$  kolajdera visokih energija. Podaci su iz sredine 1989. godine.**

	T I P	START FIZIKE	MAKS. ENERGIJA SNOPA (TeV)	LUMINO- ZITET ( $10^{30} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ )	OBIM (km)	REGIONA INTERAKCIJE	ČESTICA PO PAKETU ( $\times 10^{10}$ )	PAKETA PO PRSTENU PO VRSTI	MAKS. MAGNETNO POLJE (T)
<b>SppS (CERN)</b>	$p\bar{p}$	1981.	0.315 (U puls mo- du 0.45)	3	6.911	2	p: 15 $\bar{p}$ : 8	6	1.4 (U puls mo- du 2)
<b>Tevatron (FERMILAB)</b>	$p\bar{p}$	1987.	0.9-1.0	2 (1989) 7 (1991)	6.28	2 HI L 2 Lo L	p: 7 $\bar{p}$ : 3	6	4.4
<b>HERA (DESY)</b>	$e\bar{p}$	1990.	e: 0.026 p: 0.82	16	6.336	3	e: 3.65 p: 10	210	e: 0.274 p: 4.65
<b>UNK (SERPUKHOV)</b>	$p\bar{p}$	1995?	3	400	20.772	4	6	1980	5
<b>LHC (CERN)</b>	$p\bar{p}$	1996?	8	$4 \cdot 10^4$	26.659	2 HI L 2 MED L 3	10	4810 540	10
	$e\bar{p}$		e: 0.05 p: 8	200			e: 8 p: 30		
<b>SSC (USA)</b>	$p\bar{p}$	1999.	20	$1000, \beta \pm 0.5m$ $50, \beta \pm 1.0m$	87.12	4 max. simul. 8 max. total	0.80	$1.60 \cdot 10^4$	6.60

## 5.2) POSTOJEĆI DETEKTORI

Pošto se rezultati fizike, u eri kolajdera, dobijaju sa velikim detektorima, navodimo glavne detektore izgradene poslednjih godina, i one koji će biti izgrađeni narednih godina.

### CERN

#### $p\bar{p}$ kolajder (SppS)

Dva detektora nazvani UA1 i UA2, na CERN kolajderu, su otkrila  $W^\pm$  i  $Z^0$  dogadaje 1983. godine. Oba su više puta dograđivana za rad pri sve većim luminozitetima.

#### LEP

Konstruisana su četiri detektora za LEP (nazvani ALEPH, DELPHI, OPAL i L3). Sva četiri su  $4\pi$  detektori, i svi, sem L3, imaju snažna magnetna polja sa centralnim komorama tragova. L3 ima mionsku komoru veoma velike preciznosti, unutar velikog ali slabijeg magneta, sa veoma dobrom  $e^\pm$  i  $\gamma$  kalorimetrijom. Svi imaju verteks detektore visoke rezolucije.

**DESY****DORIS**

Očekuje se da se proučavanje proizvodnje  $b\bar{b}$  i  $\gamma$  nastavi i narednih godina, korišćenjem **ARGUS** detektora.

**HERA**

Završena su dva asimetrična detektora koji treba da rade na HERA-i. Nazvani su **ZEUS** i **H1**.

**Fermilab****Tevatron kolajder**

Od 1987. godine koristi se **CDF**,  $4\pi$  detektor. CDF ima veliki solenoidalni magnet za detekciju traga, elektromagnetske i hadronske kalorimetre, i detekciju miona. Drugi detektor, **D0**, nema centralno magnetno polje. Konstruisan je tako da ima vrlo dobru kalorimetriju i da meri hadronske i elektronske energije veoma dobro, da detektuje mione posebno dobro, i da detektuje bilo kakvu nedostajuću energiju.

**SLAC****SPEAR**

**MARK III** detektor će nastaviti da proučava c-kvarkove,  $\tau$  - leptone i šarmonijum fiziku, sa detektorom na  $e^+e^-$  kolajderu u Pekingu, koji takođe prikuplja podatke u ovoj važnoj oblasti.

**PEP**

**PEP** će nastaviti sa radom posle povećanja lumenoziteta, sa **TPC** detektorom koji ima verteks detektor i može da identificuje hadrone ( $\pi$ , K, p) kao i leptone ( $e^\pm$  i  $\mu^\pm$ ).

**SLC**

**MARK II** detektor, čija je ranija verzija načinila mnoga otkrića na SPEAR i PEP, dograđen je da prikupi početne podatke sa SLC-a, gde postoji samo jedan region interakcije. Nov  $4\pi$  detektor, **SLD**, po planu zamenio je MARK II 1989. godine, sa veoma dobrim  $4\pi$  pokrivanjem svih čestica, i sa verteks detekcijom visoke rezolucije.

**Cornell****CESR**

Na CESR postoje dva glavna detektora, **CUSB** i **CLEO** kolaboracije. Oba su dograđeni da rade sa povećanim lumenozitetom CESR-a.

**KEK****TRISTAN**

Na TRISTAN-u postoje tri detektora. **TOPAZ** i **VENUS** su opšti  $4\pi$  detektori. **AMY** je manji s naglaskom na preciznu detekciju leptona i fotona.

### **5.3) BUDUĆA POSTROJENJA I PRIPREME ZA DETEKTORE**

Naravno, velika neizvesnost vlada oko toga šta će biti izgrađeno u budućnosti. U SAD se gradi 40000 GeV (40 TeV ukupne energije u centru mase) pp kolajder nazvan SSC (Superconducting Super Collider). Procenjena cena predložene mašine je 8 milijardi dolara. Vreme izgradnje, pri punom finansiranju (što nije slučaj), bilo bi 6 - 7 godina tako da će SSC verovatno biti gotov krajem decenije.

U Evropi postoje planovi za nadgradnju LEP-a na LEP-II, sa 100 GeV/snopu, a počela je i pripremna faza pp kolajdera LHC (oko 8 TeV po snopu), u LEP-ovom tunelu, koji bi trebalo završiti dve godine pre SSC-a.

Brojne laboratorije u SAD, Evropi i Japanu imaju istraživačke programe koji se bave proučavanjem mogućnosti da se izgrade linearni  $e^+e^-$  kolajderi sa gradijentom energije od preko 100 MeV/mtru, i dovoljno visokim luminozitetom za proučavanje novih elektroslabih fenomena na datim energijama (na primer razmatran projekat CERN-a, **CLIC**). Videćemo da je efikasni presek za  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $\sigma \sim \alpha^2/s$ . Kako  $\sigma$  opada kao  $1/s$ , a i većina (ne svi) ostalih tačkastih efikasnih preseka ima slično ponašanje, luminozitet potreban da se registruju događaji zahteva odgovarajući porast, pa luminozitet za 1 TeV  $e^+e^-$  kolajder mora da bude preko 100 puta veći od onog na SLC-u ili LEP-u - što je ogroman izazov. Još uvek nije poznato da li će moći da se kontroliše tehnologija i cena takve mašine do nivoa koji bi dopustio njenu izgradnju.

Od 1950. godine do nedavno, fizika čestica se oslanjala na tradicionalne akceleratorske tehnologije. Čak i planirani SSC je uveliko tradicionalan uređaj. Za dalje ispitivanje fundamentalnih čestičnih interakcija u sledećem veku, biće potrebne nove tehnike za proizvodnju većih gradjenata ubrzanja. U isto vreme, osnovno je da se proizvedu mnogo veći

luminoziteti. Srećom, velika revitalizacija važnog polja akceleratorske fizike započeta osamdesetih godina obećava pojavu novih ideja.

### 5.3.1) Priprema projekta LHC (jul-avgust 1991.)

CERN planira izgradnju **LHC**, superprovodnog kolajderskog prstena za pp sudare na energijama od skoro 16 TeV. LHC će otvoriti nove horizonte fizike istražujući interakcije kvarkova i gluona, na energijama od 1 TeV, gde se očekuje nova fizika. Ovaj projekat postavlja fantastične zahteve pred detektore, ali će njegovo ostvarenje omogućiti Evropi da zadrži svoje vođstvo u fizici visokih energija.

Interesi fizike motivisani su:

- rezultatima skorašnjih eksperimenata na postojećim akceleratorima
- nerešenim pitanjima kao što su: postojanje Higgsovih bozona, narušavanje CP-invarijantnosti, ujedinjavanje interakcija...
- novim predviđanjima novih teorija
- dubokim verovanjem da se na višim energijama moraju pojaviti novi fenomeni

Rezultati:

- na LEP:

- |   |               |
|---|---------------|
| - $Z^0$ - masa i širina   | uradeno       |
| - brojanje vrsta neutrina (pokazalo da postoje samo tri generacije čestica, pod pretpostavkom da su neutrini nove generacije lakši od $Z^0$ ) | uradeno       |
| - elektro-slaba asimetrija blizu $Z^0$ pola   | uradeno       |
| - potraga za Higgs bozonima   | bez rezultata |
| - neočekivani slobodni kvarkovi:<br>Suzy čestice  | bez rezultata |

- na LHC, SSC:

- potraga za Higgs bozonima
- poreklo mase
- nove interakcije, nove čestice,..

### **5.3.2) LHC magneti**

Pripreme za izgradnju LHC protonskog kolajdera koji će biti smešten u LEP tunelu (obima 27 km) u CERN-u, dobro napreduju. Posebno posao na razvoju superprovodnih magneta jakog polja, koji treba da upravlјaju snopove kroz "tesne" krivine 27-kilometarskog prstena, napreduje dobro, dok se konstrukcija magneta i konfiguracije akceleratorske rešetke (lattice) razvija za potrebe budućih eksperimenata.

Konfiguracija magneta sada predviđa više jednakorasporedenih korekcionih kalemova, i duže skretne magnete - tri 13.6 metara dugačkih dipola, umesto četiri 10-metarskih - po 50 metarskoj polurešetci. To znači da će biti potrebno "samo" 1152 dipola, umesto 1600.

Ova nova konfiguracija dozvoljava porast energije snopa od 0.81 TeV po Tesli, umesto 0.77 kao što je bilo u originalnom projektu ("Pink Book" Design Study), tako da će zahtevani snopovi protona od 7.7 TeV (energije sudara 15.4 TeV) moći da se upravlјaju korišćenjem polja od 9.5 T, umesto originalno predviđenih 10 T. Ovo povećava marginu između radnog i maksimalnog polja i čini konstrukciju fleksibilnijom.

Napredak sa modelom i prototipom magneta je obećavajući. Kratki modeli (1 metar), postižu 10 T ili približno, a važan napredak postignut je u shvatanju gde i zašto dolazi do probaja.

### **5.3.3) Funtcionisanje LHC-a**

#### **Luminozitet LHC**

Pri konstrukciji LHC, luminozitet je veoma važan parametar, kao što je i energija, jer određuje broj događaja po sekundi za datu interakciju čestica. Za kolajdere sve većih i većih energija, luminozitet bi trebao da raste barem kao kvadrat energije da bi se očuvao podjednako efikasan program fizike na višim energijama snopova. Ovo je potrebno zbog tačkaste prirode sudara kvark-kvark. Istraživanje retkih procesa sa njihovim identifikovanjem, zahteva čak i veće luminozitete. U srazmeri sa postojećim kolajderima, LHC bi trebalo da dostigne najviši luminozitet koji se može koristiti, i koji bi bio veći od  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Luminozitet je proporcionalan proizvodu struja dva snopa i obrnuto je proporcionalan površini preklapanja snopova na mestu sudara. Uopšte rečeno, luminozitet se može uvećati pojačanjem struje u snopovima i smanjivanjem njihove veličine na mestu sudara. Glavno ograničenje dolazi od efekta "snop-snop" interakcije koji teži da "napumpa" snopove, zbog uticaja nelinearnih polja. Iako kolajderi veće energije imaju i veći luminozitet, on je proporcionalan energiji, a ne kvadratu energije kao što bismo želeli.

Luminozitet se može povećati kompresijom sudarajućih snopova (malo beta)<sup>\*)</sup> - što je funkcija amplitude oscilacija u tački interakcije, ali nema smisla učiniti ih manjim od same dužine paketa. Jedna od velikih prednosti postojanja dva odvojena kanala snopova je taj da možemo izabrati veliki broj paketa. Paketi se susreću tek u detektoru eksperimenta. Jasno je da intenzitet po paketu mora da bude što veći.

Parametri za LHC su izabrani tako da se dobije najviši ukupni luminozitet za tri eksperimenta koji prikupljaju podatke istovremeno. Maksimum luminoziteta, u ovom slučaju, i s obzirom na ograničenja "snop-snop" interakcije je oko  $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , za svaki eksperiment. Ovo odgovara skromnoj snazi sinhrotronskog zračenja po snopu, manjoj od 10 kW.

#### 5.3.4) Detektorski sistemi LHC-a

Iako snopovi na LHC-u, u principu, mogu da se sudaraju u osam tačaka, istovremeno korišćenje tri ukrštanja snopova bilo bi optimalno za učinak mašine.

Od osam mogućih tačaka ukrštanja snopova, četiri (obezležene parnim brojevima) su već zauzete eksperimentima na LEP-u. Od ostale četiri neparne tačke, jedna je rezervisana za čišćenje snopa da bi se minimizovao potencijalno neprijatan halo, a druga će biti mesto za izbacivanje snopa na kraju puta. Ostaju jedino tačke 1 i 7 kao mesta novih eksperimenta za značajna proton-proton proučavanja.

---

<sup>\*)</sup> U zoni eksperimenta luminozitet se može povećati smanjivanjem visine snopova  $h$ . To se postiže magnetnim kvadru-polima vertikalne fokalizacije da bi se smanjila vrednost vertikalne amplitude  $z$  od koje zavisi  $h$ . Takva sekcija se zove sekcija sa malim  $\beta$ .

Sa svojim ambicioznim ciljevima LHC će predstaviti mnoštvo izazova eksperimentalnim fizičarima:

- svaki LHC detektor će, po prirodi izučavane fizike, biti mnogo veći od sadašnjih detektora na LEP elektron-positron-skom kolajderu, ukoliko se žele precizna merenja sekundarnih produkata sudara od 16 TeV;
- kao posledica visokog luminoziteta, koji nadmašuje one sa postojećih kolajdera za skoro četiri reda veličine, i kao posledica vrlo uzane strukture paketa čestica, očekuje se oko 20 istovremenih neelastičnih sudara svakih 15 ns. Zbog toga će detektori morati da prihvate oko 2000 čestica po ukrštanju paketa. Štaviše, centralni delovi detektora će morati da izdrže nivoje radijacije koji daleko premašuju one koji su do sada susretani kod akceleratora (očekuje se proizvodnja nekoliko kilovata neelastičnih sekundarnih čestica u svakom regionu sudara);
- razvoj elektronike koja radi u opsegu GHz i koja će biti sposobna da radi sa nekoliko stotina dogadaja predstavlja znatan izazov konstruktorima, i jedino može da bude izvedena uz zamašnu podršku industrije. Obrada i transport tako ogromne količine podataka traženom brzinom zahteva potpuno nove tehnike.

### **Karakteristike detektora**

- Cilindrične komponente, u magnetnom polju. Kao funkcija radiusa:
  - praćenje (tracking)
  - elektromagnetna i hadronska kalorimetrija
  - detekcija miona
- Detektori velike zapremine (prečnika sve do 18 m) s ciljem da se pokrije potpun prostorni ugao i registruju svi dogadaji.
  - GRANULAZITET = elementarna detektorska ćelija (prostorna veličina, vremenska i amplitudska rezolucija) → preciznost

Za velike, nove LHC proton-proton detektore predložena su tri:

- ASCOT - koji koristi velike superprovodne toroide (toroi-

dalne magnete) sa vazdušnim jezgrom; bio bi dugačak 30 metara i težak 10500 tona.

- CMS - sa snažnim 4T superprovodnim solenoidom; težina bi mu iznosila 12000 tona, a bio bi dugačak oko 20 metara.
- EAGLE - sa ne-superprovodnim spoljnjim mionskim toroidima, ali sa unutrašnjim superprovodnim solenoidom za unutrašnja merenja impulsa.

#### 5.4) BUDUĆI PROBLEMI

Problemi se vide iz neophodnih poboljšanja LHC-a, u odnosu na LEP:

- **EFIKASNI PRESEK** interagujućih snopova, tj. verovatnoća interakcije (jedinica ) barn):
  - $e^+e^-$ : nekoliko desetina nb na energijama LEP
  - $p p$  : nekoliko desetina mb na energijama LHC
  - (efikasni presek interesantnog dogadaja je u opsegu pb) **mora se poboljšati za faktor  $10^3$**
- **LUMINOZITET**: gustina ukrštajućih snopova ( $\sim$ broj čestica, presek $^{-1}$ )
  - $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  na LEP-u
  - $L = 4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  na LHC-u
  - mora se poboljšati za faktor  $10^3$**
- **BROJ INTERAKCIJA** =  $L \times \text{EFIKASNI PRESEK}$ 
  - $N = 0.1$  do  $1$  dogadaja/s na LEP  $\rightarrow$  svi obuhvaćeni
  - $N = 10^5$  do  $10^9$  dogadaja/s na LHC (sve do 20 superponiranih tragova, odnosno oko 300 tragova/BCO\*)  $\rightarrow$  filter ( $10^{-7}$ )
  - mora se poboljšati za faktor  $10^6$**
- **SEPARACIJA PAKETA**:  $\sim 27 \text{ km}/(3 \times 10^5 \text{ km/s} \times \text{broj paketa})$ 
  - $23 \mu\text{s}$  (50 kHz) na LEP (4 paketa)
  - $15 \text{ ns}$  (66 MHz) na LHC
  - mora se poboljšati za faktor  $10^{-3}$**
- "neželjeni" fon dogadaji:
  - LEP: gas u snopu, sinhrotronska radijacija, mioni,..
  - LHC: fon su fizički dogadaji (npr.  $Z^0$ !)
  - PAZITE: fon može biti i koristan, npr. kosmički zraci (za testiranje detektora),..

---

\*) BCO - Bunch Collision - sudar paketa

- DETEKTORSKA ZAPREMINA/granulozitet → velika količina detektorskih elemenata, odnosno elektroničkih kanala

LEP:  $10^5$  kanala

LHC:  $10^7$  kanala

mora se poboljšati za faktor  $10^2$

- KOLIČINA MERENIH PODATAKA po interakciji

LEP: MBytes / BCO

LHC: GBytes (?) / BCO

nema načina da se tolika količina merenih podataka prenese u realnom vremenu!

mora se poboljšati za faktor  $10^3$

- KOLIČINA INFORMACIJA

LEP: 100-200 kBytes

LHC: 1-10 MBytes

mora se poboljšati za faktor  $10^2$

## 6.) NAJNOVIJA ISTRAŽIVANJA - NEKI PRIMERI

New Scientist,  
(12. Jun 1986.)

### 6.1) CCD

#### CCD RAZDVAYA PIONE OD KAONA

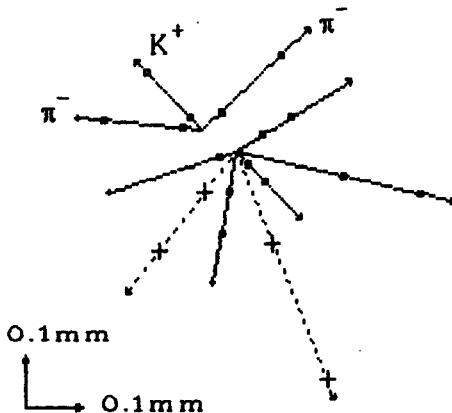
Jedan od metoda detekcije neposredne okoline samih interakcija je korišćenje CCD-a (charge-coupled devices) - silicijumskih čipova koji su do sada bili poznati po svojoj ulozi u astronomiji. Fizika čestica ne koristi direktno ove uredaje za prikazivanje slika čestičnih tragova, već da veoma tačno odredi položaje tragova u blizini tačke interakcije.

CCD je silicijumski čip koji je podeljen u matricu elektronskih elemenata slike, odnosno piksela (pixel). Svaki od ovih elemenata može da zadrži električni naboј (elektrone) koji se oslobodi unutar njega. Ovo se može desiti kad je piksel pogoden fotonom (kao u CCD kameri), ili nanelektrisanom česticom. Tako piksel zabeleži položaj na kom je CCD pogoden fotonom ili nanelektrisanom česticom, što se može "očitati" kao lanac punih, ili praznih, "paketa" nanelektrisanja koji se pojavljuju na izlazu iz CCD-a, i koje prihvata spoljnja elektronika. Foton obično biva apsorbovan kad pogodi piksel, ali energetska nanelektrisana čestica može da prode kroz čip i da se pojavi sa druge strane. Zbog toga je CCD u stanju da zabeleži tačku traga nanelektrisane čestice.

Velika privlačnost CCD-a za fiziku čestica leži u njihovom korišćenju za beleženje tragova u blizini mesta interakcije, gde može biti mnogo vrlo bliskih tragova, od kojih neki mogu da potiču od sekundarnih interakcija, koje su veoma blizu prvobitne interakcije. Ovo je, na primer, slučaj pri proizvodnji i raspadu kratkoživućih čestica, posebno onih koje sadrže teške "šarm" (charm) i "lepota" (beauty ili bottom) kvarkove. Identifikacija čestica koje sadrže ove kvarkove je od velike važnosti u modernim eksperimentima pomoću kojih težimo da shvatimo ponašanje subatomskih čestica na nivou kvarkova.

Fizičari iz Science and Engineering Research Council's Rutherford Appleton Laboratory u Oxfordshireu razvili su

CCD detektor za upotrebu u velikom eksperimentu na CERN-u, Evropskom centru za fiziku čestica. Na primer, u eksperimentu, namenjenom izučavanju energetskih piona, u 2 milimetra debeloj meti od bakra, cilj je proizvodnja čestica koje sadrže šarm-kvark. Dva CCD-a bila su postavljena na 10mm i 20mm iza mete, a ispred mnogo drugih slojeva većih detektora koji služe za identifikaciju i praćenje produkata interakcija.



**slika 23**

Tragovi čestica rekonstruisani u "mikroskopu" od dva CCD-a. Tamne tačke su pikseli pogodeni na CCD-u blizem meti. Jasno se vidi da tragovi dolaze iz dve tačke. U gornjoj tački se šarm-čestica, formirana u primarnoj interakciji (donja tačka) raspada na dva piona i kaon. (Isprekidane linije su tragovi nezabeleženi ostalom opremom.)

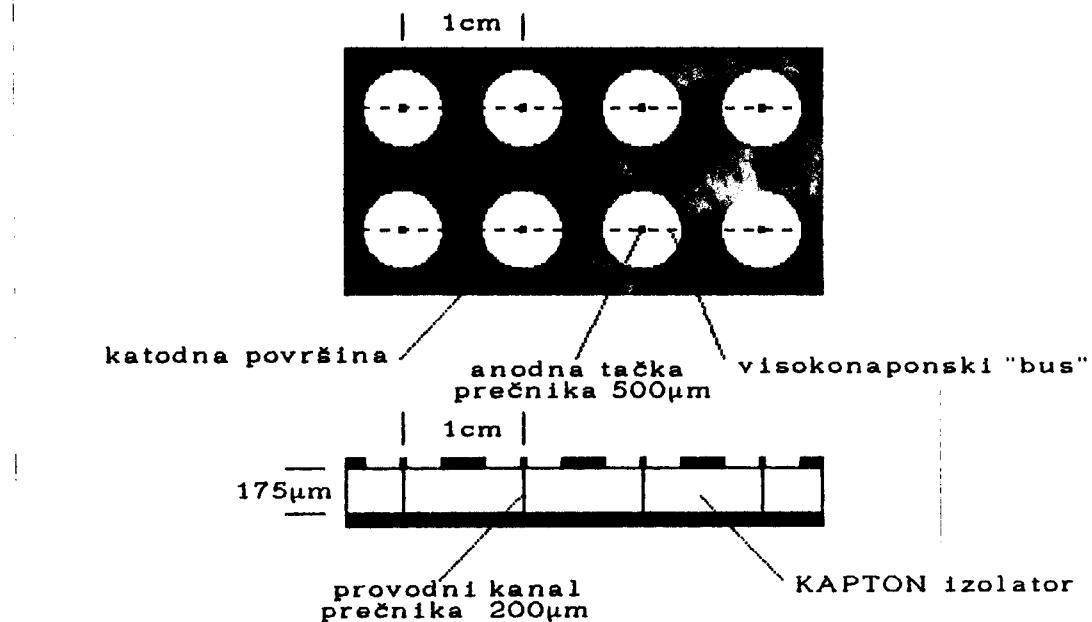
Dva CCD-a predstavljaju "mikroskop" kojim posmatramo trage koji se pojavljuju iz mete. Ovo se najbolje vidi na rekonstruisanom događaju zabeleženom CCD-ima. U ovde prikazanom primeru, kompjuter je nacrtao samo one trage koji povezuju podatke zabeležene na ostalim detektorima sa pikselima pogodenim na CCD-u. Jasno se pojavljuju trage koji dolaze iz dve posebne tačke: štaviš, vidljiva su dva traga koja su ostala nezabeležena ostalom aparaturom. Informacije iz ostalih detektora omogućavaju da identifikujemo tri čestice kao kaone ( $K^+$ ), i dve kao pione ( $\pi^-$ ), koje očito nastaju raspadom šarm-čestice zvane  $D^-$ -mezon, sa vremenom života od samo  $5.48 \times 10^{-13}$  sekundi.

Fizičari uključeni u ovaj eksperiment sada rade na mnogo većem CCD mikroskopu, koji će sadržavati 200 CCD-a i formirati ljušku oko kolajderske cevi snopa, u kojoj se često sudaraju paketi elektrona i pozitrona. Ponovo će CCD-i biti deo aparature najbliži interakciji, i obezbediti informacije o raspadima koji se pojave u samoj cevi snopa.

INTERNATIONAL COMMITTEE FOR FUTURE  
ACCELERATORS (Mart 1992.)

**6.2) GASNA PIKSEL KOMORA (GPC)** - Uredaj za detekciju čestica na budućim hadronskim kolajderima

Gasna piksel komora je novi tip detektora čestica sa jedinstvenom kombinacijom osobina. Razvijena je tokom prošle godine unutar projekta LAA u CERN-u. Svi njeni osnovni delovi nalaze se na površini dve štampane pločice ili folije. Veoma je jednostavno napraviti je, jer su za izgradnju potrebiti samo jeftini, standardni materijali, i proizvodni proces štampanih pločica. Na preciznost krajnjeg proizvoda ne utiče dodatni mehanički rad kao što je pozicioniranje zategnute žice. Preciznost je određena tačnošću filma korišćenog za dobijanje graviranih šara. Signalni su veliki, pošto uredaj koji trenutno koristimo radi u ograničenom strimerskom modu. Ovo se razlikuje od ostalih koncepata korišćenja elektroda na izolatorskim površinama. Detektor radi pouzdano pri visokim intenzitetima.



**slika 24**

*Shematski prikaz anodno-katodne folije.*

Postoji mnogo prednosti pri korišćenju detektora sa gasnom amplifikacijom. Mogu se načiniti vrlo radijaciono otpornim. Gasno pojačanje je, po svojoj suštini, proces sa velikim pojačanjem i niskim šumom. Žičane komore se koriste

u fizici čestica u poslednjih 25 godina, te su zbog toga pozнати uredaji. Ipak, postoje nepovoljnosti u vezi sa ograničenjem da žice moraju biti prave i zategnute. Dobijajući uredaj koji zadržava prednosti gasnog pojačanja bez ovog ograničenja otvara mnoga polja moguće upotrebe.

### **6.3) VAKUUMSKA MIKROELEKTRONIKA**

U poslednjih nekoliko godina mogle su se videti reference u naučnoj i ekonomskoj literaturi o tome da se dešava istraživanje i razvoj u "vakuumskoj elektronici", ali malo ko u fizici čestica je znao više o tome nego što su donosili ti izveštaji iz druge ruke, većinom pisani za nenaučnu publiku. Interes za ove uređaje u fizici čestica postao je jasan kad je shvaćeno da je jedna od pokretačkih snaga ovog razvoja potreba vojske za elektronskim komponentama koje mogu da izdrže vrlo visoke doze zračenja.

#### **Šta je vakuumska mikroelektronika?**

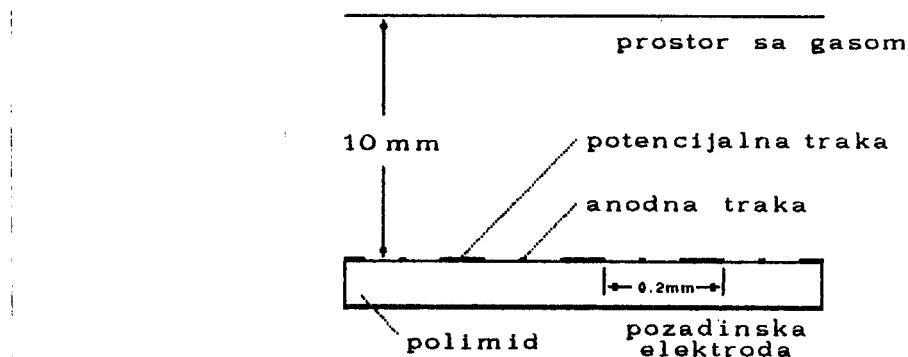
Vakuumska mikroelektronika (VM) bazira se na kontroli elektrona u vakuumu električnim i, moguće, magnetnim poljem. Po ovome podseća na termojonske vakuumske uređaje, koji su sada u najvećoj meri zamjenjeni poluprovodničkim komponentama za primene pri malim i srednjim snagama. Nasuprot vakuumskim "lampama" koje su imale približne dimenzije između 1 i 10 centimetara, prefiks "mikro" pokazuje da su ovi novi uređaji veoma mali, tj. imaju dimenzije koje se mere mikrometrima. Ovo je postalo moguće primenom tehnologije proizvodnje razvijene u poluprovodničkoj industriji.

#### **Prednosti VM**

Najprivlačnija osobina VM za eksperimente u fizici čestica je njena ekstremna otpornost na efekte jonizujućeg zračenja bilo koje vrste, znajući da će nivoi radijacije koji se očekuju kod sledeće generacije akceleratora biti ogromni. Pošto je tok elektrona u VM kroz vakuum, a ne kroz materiju, nema opasnosti da se ugroze elektroničke osobine uređaja. Krajnja granica je verovatno tek kada je primljena doza tolika da uređaj propadne mehanički, ili kada je fluks nanelektrisanih čestica toliki da ugrozi elektroničko funkcionisanje uređaja menjanjem potencijala.

#### 6.4) GASNA AMPLIFIKACIJA NA MIKROTRAKAMA NA PLASTIČNOJ FOLIJI - razvoj koji obećava detektor traga visoke rezolucije

Istraživali smo mogućnost korišćenja mikrotraka na plastičnoj foliji proizvedenih fotolitografijom kao zamenu za žice kod detektora tragova. Posmatrali smo gasnu amplifikaciju na 10 m širokim anodnim trakama, koje su na rastojanju od 50  $\mu\text{m}$  od potencijalnih traka. Faktor pojačanja od 700 bio je nezavisan od primarne ionizacije. Naša merenja, kombinovana sa proračunima polja, pokazala su da funkcionišanje našeg uređaja, kao i ostalih "površinskih" komora, može biti shvaćeno tek kad se u obzir uzmu i površinske struje.



**slika 25**

*Poprečni presek kroz foliju sa mikrotrakama (microstrip).*

Istorijski "površinskih komora", gde su žice višežičnih proporcionalnih komora zamenjene metalnim trakama, ili žicama, pričvršćenim na izolator, počela je još za vreme izgradnje prvih MWPC. Većina pokušaja da se dobije gasno pojačanje na elektrodama koje su u kontaktu sa izolatorom bilo je neuspešno, zbog nanelektrisavanja površine pozitivnim joni-ma, ili zbog nekontrolisanih površinskih struja. Prodor je, konačno, došao sa radovima Oeda 1987. godine, koji je primetio gasnu amplifikaciju na staklenim maskama sličnim onima koje se koriste u procesu proizvodnje integralnih kola. Elektrode se sastoje od naizmeničnih anoda i potencijalnih traka, širokih 10  $\mu\text{m}$  i 90  $\mu\text{m}$  respektivno, a razdvojenih na 50  $\mu\text{m}$ . Staklena pločica bila je debela nekoliko stotina mikrometara i uzemljena sa donje strane. Određena zapremina gasa zatvorena je provodnom folijom na rastojanju od oko 10mm iznad pločice. Oed je dobio impresivnu rezoluciju energija svojim uređajem, koji je kombinovao i sposobnost da prime i visoke nivoje odbroja.

## ZAKLJUČAK

Detektori koji rade na savremenim akceleratorima proširili su naša znanja o interakcijama u svetu elementarnih čestica. Za nove prodore, potrebni su nam novi akceleratori i novi detektori.

Novi akceleratori se već planiraju ili grade. Recimo, LHC u CERN-u. Postizaje fantastične energije u sudarima protona, sa izgledom da nam ponudi novu fiziku. Ipak, LHC je uredjaj koji se gradi sa veoma dobro poznatim konvencionalnim tehnikama, koje je samo doveo do krajnjih granica. Nova fizika, koja može nastati kao rezultat, zahteva da detektori ne budu tek nešto povećani današnji detektori. I dok se LHC gradi punom parom, uporedo teče diskusija kakve detektore konstruisati. Postoji nekoliko predloga koji su i navedeni u ovom radu, ali ostaje činjenica da je daleko lakše izgraditi LHC nego njegove detektore.

S obzirom da se detektor gradi desetak godina, i da fizičari koji nameravaju da ga koriste sve vreme učestvuju u njegovom konstruisanju, jasno je da moraju vrlo tačno da predvide kakve će se osobine zahtevati od njihovog detektora u budućnosti. Posle završetka izgradnje, detektor se koristi desetak godina, a onda postaje zastareo. Fizičari, dakle, mogu da učestvuju u dva takva projekta tokom karijere.

Ali, srećom, sve više se koriste kompjuteri za projektovanje detektora, tako da fizičari mogu da učestvuju u nekoliko projekata odjednom.

## LITERATURA

- [1] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer - Verlag, Berlin.
- [2] P. Sonderegger, Modern Experimental Techniques, CERN - interna publikacija, Ženeva.
- [3] K. Kleinknecht, Particle Detectors, Physics Reports, 1981, Dortmund.
- [4] Farnow, Introduction to Experimental Particle Physics, Cambridge University Press, Cambridge.
- [5] D.J. Miller, Customers Guide for Particle Detectors, Pri-ručnik pripremljen za internacionalnu školu fizike elementarnih čestica - Kupari 1985. godine.
- [6] B.H. Bransden, D. Evans, J.V. Major, The Fundamental Particles, Van Ostrand Reinhold Company, London.
- [7] H.J. Hilke, Particle Physics Detectors, CERN - interna publikacija.
- [8] C. Fabjan, T. Ludlam, Fundamentals of Particle Detectors, American Institute of Physics, 1985, New York.