

Fizika fakulteti
Fizika yo'nalishi
Atom va yadro fizikasi kafedrası

4,2 GeV/c impulsli markaziy CC-to'qnashuvlar xususiyati
Malakaviy bitiruv ishi

Bajaruvchi: Xidirov Shoxro'z Ne'matovich

Ilmiy rahbar: dots.v.b. O.Mamatqulov.

Samarqand - 2014

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O'RTA MAXSUS
TA'LIM VAZIRLIGI**

ALISHER NAVOIY NOMIDAGI SAMARQAND

DAVLAT UNIVERSITETI

FIZIKA FAKULTETI

FIZIKA YO'NALISHI

ATOM VA YADRO FIZIKASI KAFEDRASI

4,2 GeV/c impulsli markaziy CC-to'qnashuvlar xususiyati

Malakaviy bitiruv ishi

Bajaruvchi: Xidirov Shoxro'z Ne'matovich

Ilmiy rahbar: dots.v.b. O.Mamatqulov

Malakaviy bitiruv ishi Atom va yadro fizikasi kafedrasida bajarildi. Kafedraning 2013 yil 10 iyundagi majlisida muhokama qilindi va himoyaga tavsiya etiladi (bayonnoma № 7).

Kafedra mudiri:

prof. R.M.Ibadov

Malakaviy bitiruv ishi YaDAKning 2014 yil “___” _____dagi majlisida himoya qilindi va _____ ball bilan baholandi (bayonnoma № ____).

YaDAK raisi: _____

A'zolari: _____

Samarqand 2014

Xidirov Shoxro'z Ne'matovich

Mavzu: 4,2 GeV/c impulsli markaziy CC-to'qnashuvlar xususiyati

Reja:

Kirish.....

I BOB. Elementar zarralar va ularning tabsiflari.....

- 1.1. Kuchli o'zaro ta'sirlashuvlar.....
- 1.2. π –mezonlar va ularning kvant xarakteristikalar.....
- 1.3. Fermionlar va bozonlar.....
- 1.4. Ikkilamchi adronlarning tarkibi va ko'plamchiligi.....

II BOB. Relyativistik zarralar kinematikasi.....

- 2.1.
- 2.2.
- 2.3. Ikkilamchi zarrachalarning impuls bo'yicha spektrlari.....
- 2.4. Ko'ndalang impuls.....
- 2.5. Bo'ylama impuls.....

III BOB. Tajriba uslubi va natijalar tahlil.....

- 3.1. Propanli pufakchali kamera.....
- 3.1. CC-to'qnashuvlar xususiyati.....
- 3.2. CC-markaziy to'qnashuvlar xususiyati.....
- Xulosa.....
- Adabiyotlar.....

Kirish

Bugungi kunda yadro materiyasini ekstremal sharoitlarda urganish uchun zarralar va yadrolar yetarlicha energiyalarda tezlashtirilmoqda. Mavjud manbalarining katta ko'ndalang ulchami hamda pionlar impuls taqsimotidagi o'ziga xosligidir. Ko'pgina xossalarga ega bo'lgan yadro materiyasini faqat yuqori energiyali yadro-yadro to'qnashuvlarida o'rganish mumkin va bu muhim yadroviy effektlarni o'rganish uchun muhimdir.

Mazkur ish bizning 4,2 GeV/c impulsli CC-to'qnashuvlarda hosil bo'lgan manfiy pionlar va protonlarga to'qnashuv markaziylikining ta'sirini o'rganishga bag'ishlangan. Markaziylikning me'yori (ulchami) sifatida zarba parametri o'rniga «sof» zaryad Q dan foydalanildi. Sof zaryad quyidagicha aniqlandi: $Q = n_+ - n_- - (n_{p(s)} - n_{t(s)})$, bu yerda n_+ va n_- – mos holda musbat va manfiy zarrachalar yigindisi, $n_{p(s)}$ – tushuvchi zarra spektatorlarining soni: bunda $P > 3$ GeV/c ba $\theta < 4^0$ va $P < 0,3$ GeV/c bo'lgan nishon spektatorlarining soni. Q ning natijaviy qiymati nishondagi va snaryaddagi qatnashuvchi protonlar sonini aniqlab beradi. $n_{t(s)}$ – nishon yadrodan chiquvchi spektatorlar soni.

Manfiy pionlar ko'plamchiligining Q bilan korrelyatsiyasi Q ga ega bo'lgan pionlarning o'rtacha kinematik xarakteristikalarini aniqlashini bizga ma'lum [1]. Shu choqqacha? teng massali yadrolarning to'qnashuvi (CC) da pionlar ko'plamchiligining o'rtacha qiymati Q oshishi bilan chizikli oshishi aniqlangan, garchi urtacha impuls $\langle P \rangle$, tezkorlik $\langle Y \rangle$, ko'ndalang impuls $\langle P \rangle_t$ va chiqish burchagi $\langle \theta \rangle$ tuknashuvchi protonlar sonidan boglik bo'lmasada massalari teng bo'lmagan yadrolarning (dC va α C to'qnashuvlar) to'qnashishlarida $\langle n \rangle_\pi$ Q o'sishi bilan chizikli usa borib, $Q > 2 < Q \rangle$ da plato hosil qiladi. Bunday to'qnashuvlarda o'rtacha impuls, tezkorlik va ko'ndalang impuls kamayadi. $\langle Q \rangle$ esa Q oshishi bilan oshib boradi. π^- -mezonlar o'rtacha kinematik xarakteristikalarining to'qnashuvning markaziylikidan bunday bogliqligi 4,5A GeV/c impulsli to'qnashuvlar bo'yicha strimerli kameradagi tajribalarda (Dubna sinxrofazatroni)[3] hamda 200 AGeV energiyali (SPS-CERN) tajribalarda kuzatildi. Biroq bu tajribalarda pionlar ko'plamchiligidan markaziy to'qnashuvlar me'yori sifatida foydalanildi.

I BOB. ELEMENTAR ZARRALAR VA ULARNING TABSIFLARI

1.1.Kuchli o'zaro ta'sirlashuvlar

Kuchli o'zaro ta'sirlashuvlarning tajribaviy xossalari quyidagilar:

- a) Kuchli o'zaro ta'sirlashuvlar universal emas. Ular leptonlar va fotonlarga ta'sir etmaydi.
- b) Kuchli o'zaro ta'sirlashuvlar ularning ishtiroki bo'lgan zarralar uchun dominantlik qiladi. Bunday zarralar adronlar deb ataladi.

Inertiya markazi sistemasidagi to'qnashuv energiyasi 5 GeV dan 10 GeVga qadar bo'lgan adron-adron sochilishlarning to'la kesimi σ_t taxminan 20-40 mbarnni tashkil etadi. Bunda adronlar o'zini R_0 radiusga ega bo'lgan va agar σ_t ga difraksion sochilishni qo'shilmasa, kesimi quyidagi

$$\sigma_t = \pi(2R_0)^2 \quad (1.6)$$

munosabat bilan aniqlanuvchi absolyut qora sharchalar kabi tutadi. Bundan $R_0 \sim 0,35 \cdot 10^{-13}$ sm ekanligi kelib chiqadi.

Bunday energiyalarda adronlarning o'zini kulrang shar emas, balki aynan qora shar kabi tutishi difraksion sochilishning tajribada olingan θ qiymati $\theta \sim \lambda/R_0$ baholash bilan mos keladi. R_0 kattalik adronning geometrik radiusi deb ataladi. Adronlarning elektromagnit radiusi ham bunga mos keladi. Adronlashmagan zarralarnig o'lchamlari esa shu qadar kichikki, hozircha ularni aniqlashning texnik imkoniyati yo'q. Adronlar o'lchami taxminan 3 marta adron o'lchamida kichik bo'lgan subzarralardan iborat. Aniqroq qilib aytganda, adron massasi hajm bo'yicha tekis taqsimlangan bo'lmasdan, balki alohida kichik sohalar bo'ylab taqsimlangan. Adronning nuqtaviy qismlarini partonlar deyiladi.

Bugungi kunda kuchli o'zaro ta'sirlashuvlar kvant xromodinamikasi (KXD) deb ataluvchi fan orqali o'rganiladi.

Kvant xromodinamikasining asosiy (boshlang'ich) holatlari quyidagilardir:

- a) Adronlar yanada elementar bo'lgan subzarrachalar – kvarklar va glyuonlardan tashkil topgan. Kvant elektrodinamikasi bilan solishtirilsa: kvarklarni leptonlarga, glyuonlarni fotonlarga o'xshatish mumkin.
- b) Har xil kvarklar hid va rang deb ataluvchi ikkita belgisi bilan farqlanadi.
- c) Har bir rang aniq saqlanuvchi additiv butun kvant sonidir. Uchta rang sifatida qizil-R, ko'k – B va yashil-G ranglar qabul qilingan. Masalan, ikkita yashil kvarkdan iborat bo'lgan sistema uchun $G=2$, boshqa rang sonlari nolga teng.

Har bir hid aniq bir kvant sonlari to'plamini bildiradi.

- d) Glyuonlarda rang kvant sonlaridan boshqa barcha kvant sonlari nolga teng:
 $b=0, T=0, S=0, C=0, Q=0$. Har bir glyuon bitta rang yoki antirangga ega.
- e) Kvark va glyuonlar juda kichik o'lchamga ega bo'lganligi sababli, elementar diagrammali bog'lamga ega.
- f) Kvant xromodinamikasining tenglamalariranglar bo'yicha simmetriyaga ega: ushbu

$$\Psi = \alpha\Psi_R + \beta\Psi_G + \gamma\Psi_B$$

ko'rinishdagi istalgan superpozitsiya aynan bir xil fizik xossaga ega. Bu yerda α, β, γ – kompleks koeffitsiyentlar, Ψ_R, Ψ_G, Ψ_B – bitta kvarkning bir xil hid va har xil rangga ega bo'lgan holati. Bu simmetriya barcha o'zaro ta'sirlashuvlarga nisbatan simmetrikdir.

Kvant xromodinamikasida, aslida, yanada umumiy bo'lgan kolibrovik simmetriya mavjud. Bunda α, β, γ koeffitsiyentlar nafaqat son, balki fazo va vaqtning funksiyasi bo'lishi mumkin.

g) Kvant xromodinamikasi tenglamalari birinchi ikki hid bo'yichasimmetriyaga ega:

$$\Psi = \alpha\Psi_u + \beta\Psi_d$$

ko'rinishdagi har qanday superpozitsiya bir xil fizik xossalarga ega. Bu yerda Ψ_u, Ψ_d - bir xil rangdagi va unga mos keluvchi hidlarda bitta kvarkning holat bektorlari. Bu simmetriya kuchli o'zaro ta'sirlashuvlar uchun aniq bo'lib, elektromagnit va kuchsiz o'zaro ta'sirlashuvlar uchun buzilishi mumkin. Bu xuddi izotopik invariantlik kabi.

h) Kvant xromodinamikasi tenglamalari birinchi uchta hid bo'yicha taxminy simmetriyaga ega:

$$\alpha\Psi_u + \beta\Psi_d + \gamma\Psi_s$$

ko'rinishdagi har xil superpozitsiyalar o'xshash xossalarga ega. Bu xossalar kuchli o'zaro ta'sirlashuvlarning SU(3) simmetriyasi deyiladi.

Shuningdek, kvant xromodinamikasida

$$m_u = m_d < m_s$$

deb qabul qilinadi. Bundagi massalar farqi SU(3)-simmetriya buzilishining asosiy sababidir. Boshqa kvarklar esa s-kvarkdan og'ir.

1.2. π -mezonlar va ularning kvant xarakteristikalar

Yadro kuchlarining mohiyatini o'rganishda yapon olimi Xideki Yukavaning olib brogan ishlari muhim rol o'ynaydi. U beta-kuchlarining yadro kuchlari bo'la olmasligi sabablarini tushuntirib berdi. O'sha mahalda ma'lum bo'lgan zarrachalar yordamida yadro kuchlarining tabiatini tushuntirish mumkin bo'lmagan ekan, demak, yadro kuchlari noto'g'ri tanlangan, u zarracha hali ham ochilmagan bo'lishi mumkin deb ko'rsatib berdi. Bu zarrachalar o'zining tinch holat massasiga ega bo'lishi mumkin. Yukava nazariyasiga ko'ra yadro kuchlarining ta'sir kvanti tinch holat massasiga ega bo'lib, uning massasi elektron massasida 200-300 marta og'ir bo'lishi lozim edi. Bu zarra massasi elektron va proton massasi oralig'ida bo'lgani uchun uni mezon – oraliq zarracha deb ataldi.

Proton m massali mezon hosil qilishi uchun ma'lum miqdordagi energiyaga ega bo'lishi lozim. Bu energiya mc^2 ga teng. Protonda bunday ortiqcha energiya yo'q. Shuning uchun proton o'zidan virtual mezonlarni chiqarishga majbur. Ikkinchi tomondan protonning massasi o'zgarmasdan qolishi kerak. Bunda yana biz Geyzenbergning noaniqlik munosabatiga duch kelamiz. Energiyaning noaniqligi mc^2 ga teng bo'ladi: $\Delta E \sim mc^2$. Geyzenbergning noaniqlik munosabatiga binoan

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar$$

Virtual mezonlar chiqarish va qayta yutilishi taxminan

$$\Delta t \sim \hbar / \Delta E$$

Vaqt davom etadi. Ana shu Δt davr ichida energiya saqlanish qonuni ΔE qiymatga buziladi. Δt vaqt ichida c tezlikka ega bo'lgan zarracha yadro kuchlari ta'sir doirasiga teng bo'lgan masofaning ikkitasini bosib o'tishi kerak:

$$\Delta t \sim 2r/c.$$

Demak, mezonlar taxminan 10^{-23} s davomida virtual holatda bo'lishi mumkin. Agar ikkinchi nuklon o'zida virtual mezon chiqargan nuklondan 10^{-15} m masofada bo'lsa, u holda ikkinchi mezon virtual mezonni yutishi mumkin. Ikki nuklon orasidagi ta'sirlashish ana shunday amalga oshadi. Ikki nuklonning o'zaro ta'sirlashishi zaryadlangan yoki neytral mezonlar orqali bo'lishi mumkin. Geyzenbergning noaniqlik munosabatidan energiyaning noaniqligini topishimiz mumkin:

$$\Delta E \sim \hbar / \Delta t,$$

Bundan energiyaning noaniqligi 100 MeV ekanligi kelib chiqadi. Demak mezonlar elektrondan taxminan 100 marta og'irroq.

Qanday qilib, Yukavabashorat qilgan mezonlarning (keyinchalik π -mezonlar deb ataldi) tabiatda mavjudligini isbotlash mumkin? Buning uchun qanday tajribalarni o'tkazish zarur? Bu savollarga javob topish uchun biz nazaryotchi fiziklarning olib borgan ishlariga nazar tashlashimiz kerak. Chunki ularning tadqiqotlarida Yukava mezonlarining eng asosiy xususiyatlari va belgilari olingan. Yukava mezonlari zaryadlangan va neytral bo'lishi mumkin. Zaryadlangan Yukava mezonlarini Vilson kamerasi yordamida kuzatishimiz mumkin. Ma'lumki, Yukava mezonlarining massasi elektronning tinch holatdagi massasidan taxminan 200-300 marta kattadir. Energiya birliklarida bu taxminan 100-150 MeV ga to'g'ri keladi. Shuning uchun ikki nuklonlarning to'qnashuvidan Yukava mezonlari hosil bo'lishi uchun laboratoriya sistemasida harakatdagi nuklon eng kamida ~ 150 MeV energiyaga ega bo'lishi kerak. O'sha paytda bunday energiyaga ega bo'lgan protonlarni hosil qila oladigan tezlatgichlar yo'q edi. Shuning uchun faqat kosmik nurlarga umid bog'lash mumkin. Kosmik nurlar yer atmosferasiga yaqinlashganda, atmosferadagi atom yadrolari bilan to'qnashib Yukava mezonlari hosil qilishi mumkin. Shuning uchun ham atmosferaning yuqori qatlamida Yukava mezonlarini intensiv hosil bo'lish hollari yuz beradi. Hosil bo'lgan Yukava mezonlari Yer yuzi tomon harakatlana boshlaydi.

Nazaryotchi - fizik olimlarning bu farazlari juda ham to'g'ri bo'lib chiqdi. Haqiqatdan ham, yaponiyalik olim Yukava o'z ishini matbuotda e'lon qilgandan keyin ikki yil o'tgach, Anderson va Nedermeyerlar Vilson kamerasi yordamida massasi elektron massasidan taxminan 200 marta og'irroq zarracha izini ko'rishga muvoffiq bo'ldilar. Bu iz yuqorida bayon qilingan μ -mezonlarning izi edi. Yukava mezonlarini axtarish davrida yadro kuchlarini o'rganishda ancha ilgari ketildi va Yukava nazaryasiga ba'zi bir tuzatishlar kiritildi.

Ma'lumki, yadro tarkibida protonlar va neytronlar mavjuddir. Yadroda proton bilan proton neytron bilan neytron va nihoyat proton bilan neytron doim o'zaro tasirlashib tiradi. Juda ko'p olib borilgan tajribalar bu uch xil ta'sirlashish, o'zaro ta'sirlashayotgan zarrachalar turidan qat'iy nazar, bir xilligini ko'rsatadi. Shuning uchun bu uch xil o'zaro ta'sirlashish mexanizmi bir xil va virtual mezonlar orqali bo'lib o'tadi deb faraz qilish mumkin edi. Lekin yadro reaksiyalarida zaryad saqlanish qonuni proton bilan proton yoki neytron bilan neytron orasidagi ta'sirlashishlarda bitta zaryadlangan Yukava mezonlari bilan almashivuni taqiqlaydi. Faraz qilaylik, faqat zaryadlangan mezonlar bo'lsin. Proton bilan proton o'zaro ta'sirlashayotganda, proton o'zidan faqat musbat zaryadlangan Yukava mezonlarini chiqarishi mumkin. Lekin ikkinchi proton musbat

zaryadlangan Yukava mezonlarini yuta olmaydi. Chunki ikki marta musbatlangan protonlar mavjud emas. Demak, ikkita proton orasida o'zaro ta'sirlashish ham mavjud emas. Xuddi shu sababga ko'ra, ikkita neytron orasida ham o'zaro ta'sirlashish mavjud emas. Shuning uchun olimlar bir xil zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sirlashishlarni quydagicha ta'riflashdi: ikkita proton o'zaro ta'sirlashganda ikkalasi ham bir xil vaqtda o'zidan bir xil Yukava mezonlarini chiqaradi. Natijada ikki proton orasida ta'sirlashish bo'lib o'tadi. Bunday ta'sirlashishda protonlar protonligicha qolaveradi. Ikkita neytron orasida o'zaro ta'sirlashish mehanizmi ham huddi shu tarzda bo'lib o'tadi. Bularga qarama-qarshi o'laroq, proton bilan neytron orasidagi o'zaro ta'sirlashish bitta zaryadlangan Yukava mezonlari orqali bo'lib o'taveradi. Demak, bir xil nuklonlar orasidagi ta'sirlashish mehanizmi har xil nuklonlar orasidagi ta'sirlashish mehanizmidan keskin farq qilar ekan. Bunday hol juda ko'pgina tajriba natijalariga qarama-qarshi edi. Shuning uchun tabiatda zaryadga ega bo'lmagan Yukava mezonlari (neytral mezonlar) mavjuddir deb faraz qilishga to'g'ri keldi. Bunday holda yuqorida bayon qilingan qarama - qarshiliklarni yo'q qiladi.

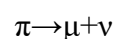
Yukava mezonlarining anashunday xususiyatlarini bilgan holda olimlar yana yadro reaksiyalarida qatnasha oladigan mezonlarni qidirishga kirishdilar. Birinchi bo'lib, bunday mezonlarni italyan olimi Okkialini va ingiliz olimi Pauell topdilar.

Ular baland tog' cho'qqisida fotoemulsiyani kosmik nurlar yordamida nurlantirdilar. Zaryadlangan zarrachalar fotoemulsiyada o'z izini qoldiradi. Bu izlarni o'rganish, tekshirish natijasida zarracha haqida tegishli ma'lumotga ega bo'lishimiz mumkin. Ana shunday tekshirishlardan birida Pauell kosmik nurlar yordamida nurlantirilgan fotoemulsiyada yana massasi elektron massasidan tahminan 200-300 marta og'irroq zarraning izini topishga muvoffaq bo'ldi. Bu iz ham yuqorida bayon qilingan μ -mezon(miyon)larning izi deb qabul qilish mumkin edi. Likin bu izni to'la-to'kis o'rganib chiqish, bu iz μ -miyonning izi emas, balki qandaydir massasi shu μ -miyonlarning massasiga yaqin bo'lgan boshqa zarrachalarning izi ekanini ko'rsatdi.

Bu hodisa o'sha mahalda Pauell topgan hodisaga juda o'hshaydi. Bu rasmda π deb belgilangan zarracha yuqoridan pastga qarab harakatlanmoqda (strelka bilan ko'rsatilgan). Buni biz uning ionlash qobiliyatining o'zgarishidan bilamiz. Bundan tashqari, bu zarrachaning elektr zaryadi birga teng bo'lib, u a nuqtada to'xtaydi. Bu izni to'la o'rganish, analiz qilish π – zarrachaning massasi elektron massasidan tahminan 300 marta og'irroq ekanligini ko'rsatdi. Bu π^+ - zarracha a nuqtada bir necha neytral va zaryadlangan zarrachalarga parchalanadi. Shulardan biri zaryadi birga teng bo'lgan μ^+ deb belgilangan. Bu yuqorida tilga olingan μ^+ - mezondir.

Keyingi olib borilgan tekshirishlar ($\pi \rightarrow \mu$)-parchalanishda μ - mezonlarning emulsiyada qoldirgan izlari doimo $6 \cdot 10^{-4}$ m ga tengligini ko'rstadi. Demak μ -mezonlar ($\pi \rightarrow \mu$)-parchalanishida doimo bir xil kinetik energiya bilan hosil bo'lar ekan. Bu yana, π -mizon parchalanganda μ - miyondan tashqari, qandaydir yana bitta neytral zarracha chiqishligini ko'rsatadi. Bu neytral zarrachaning yo'nalishi μ -miyonning yo'nalishiga qarama-qarshidir. Energiya - impuls saqlanish qonuni shuni taqozo etadi.

Keyingi ilmiy izlanishlardan bu neytral zarrachaning neytrino ekanligi ma'lum bo'ldi. Shunday qilib, π - mezon quydagi sxemasi bo'yicha parchalanar ekan:



μ -mezonning kinetik enrgiyasini hisoblasak, u 4 MeV ga teng ekanligini bilamiz. Umuman $\pi \rightarrow \mu$ – parchalanishida ajralib chiqqan energiya quydagicha hisoblab topiladi. Hozirgi

ma'lumotlarga qaraganda π - mezonlar elektrondan 273 marta, μ - miyon esa 207 marta og'irroqdir. Neytrinoning massasi nolga juda ham yaqin. Demak, 66 ta elektronnining masasiga proporsional energiya ajralib chiqar ekan. Yuqoridan bizga ma'lumki, bitta elektronnining massasi energiya birliklarida taxminan 0.5 MeV ga tengdir. Shuning uchun ham $\pi \rightarrow \mu$ - parchalanishda 33 MeV energiya ajralib chiqar ekan. Ana shundan 4 MeV energiyani μ -miyon, qolgan 29 MeV energiyani esa ν - neytrino olib ketar ekan. Bu natija $\pi \rightarrow \mu$ parchalanishda, μ - miyondan tashqari haqiqatdan ham ν -ajralib chiqishini ko'rsatadi. Bu energiya – impuls saqlanish qonuniga ham juda mos keladi.

Biz yuqorida μ - miyonlarning o'rtacha yashash davri $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$ s ga teng ekanligini ko'rgan edik. π - mezonlarning parchalanishidan hosil bo'lgan μ - miyonlar ana shu vaqt o'tganidan keyin albatta parchalanadi. Keyingi davrda olib borilgan ilmiy tekshirishlar μ -miyonlarning parchalanishidan albatta elektron e^- yoki pozitron e^+ hosil bo'lishi ma'lum bo'ldi. Olib borilgan tajribalardan shu narsa ma'lum bo'ldiki, har xil μ - miyonlarning parchalanishidan hosil bo'lgan pozitronlarning (elektronlarning) kinetik energiyasi T_e har xil qiymatlarni qabul qilar ekan. Bu μ -miyonlarning parchalanishida pozitronidan tashqari, eng kamida yana ikkita neytral zarracha parchalanishida hosil bo'lishini ko'rsatadi. Haqiqatdan ham, μ -miyonlarning parchalanishida neytrino ν va antineytrino $\bar{\nu}$ hosil bo'lar ekan. Demak, μ - mezonlar quydagicha parchlanish sxemasiga ega ekan:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu \quad (1.4)$$

Umuman olganda endi π - mezonlarning parchalanishini quydagicha sxema bilan ko'rsatish mumkin:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ &\rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu \end{aligned} \quad (1.5)$$

π - mezonlar massasi aniqlanganda $u \sim 280m_e$ gateng ekanligi ma'lum bo'lgan. U yuqoridan pastga qarab strelka bo'ylab harakatlanmoqda. Buni biz ionizasiyaning o'zgarishidan bilishimiz mumkin. a nuqtadan, ya'ni π - mezonlarning izi tugagan joydan kam energiyali uchta zaryadlangan zarra hosil bo'lgan. Bunday hodisa elementar zarrachalar fizikasida σ - yulduzlar deyiladi. Bu hodisa quydagicha ta'riflanishi mumkin. Yuqoridan kelayotgan π - mezon yadroga yutiladi. Natijada yadroga π -mezonning massasiga mos ravishda ortiqcha energiya paydo bo'ladi. Bunday energiya natijasida yadro parchalanadi. Yadrolarning bunday parchalanishi natijasida bitta, ikkita, uchta, to'rtta yoki undan ko'proq kam energiyali zarrachalar ajralib chiqadi. Ortiqcha energiyaning miqdorini esa ajralib chiqqan zarrachalarning bog'lanish energiyasi va kinetik energiyasini hisobga olgan holda topiladi. Bu energiyaning taxminan 140 MeV ga teng bo'lganligi uchun ham, biz yuqoridan kelayotgan zarrachalarni π - mezon deb aytishimiz mumkin. σ -yulduzlar hosil qila oladigan π - mezonlar asosiy manfiy elektr zaryadiga ega bo'lishi kerak. Xuddi shunday bo'lgandagina π - mezonlar yadrolarga juda yaqin keladi va yutiladi. Aksincha, kam energiyali musbat zaryadga ega bo'lgan π - mezonlar (bularni bundan keyin π^+ - mezonlar deymiz) kulon kuchlari natijasida yadroga yaqin kela olmaydi va μ^+ va ν_μ larga parchalanib ketadi. Shunday qilib π^+ - π^- -mezonlarning tabiatda mavjudligi isbotlandi.

Biz yuqorida neytral π - mezonlar (π^0 - mezonlar) mavjudligi haqida qisqacha to'htalib o'tgan edik. Haqiqatdan ham, olib borilgan tajribalar shuni ko'rsatdiki, bir xil nuklonlar orasida yadro kuchlari mavjuddir. Masalan, neytron bilan neytron (yoki proton bilan proton) orasidagi o'zaro ta'sirlashishni quydagi shema orqali ko'rsatishimiz mumkin:

$$n_1 + n_2 \rightarrow (n_1 + \pi^0) + n_2$$

Bu yerda quydagicha faraz qilinadi. Birinchi neytron n_1 ikkinchi neytron n_2 bilan ta'sirlashadi. Ta'sirlashish vaqtida birinchi n_1 neytron $\Delta t \sim 10^{-23}$ s davomida neytron n_1 va π^0 mezonga aylanadi ($n \rightarrow n_1 + \pi^0$). Albatta bu yerda π^0 - mezon virtual holatdadir. Bu π^0 - mezon o'zi hosil bo'lgan nuqtadan atigi $\sim 10^{-15}$ m uzoqlashishi mumkin. Anashu vaqtda u ikkinchi neytron n_2 bilan ta'sirlashadi:

$$(n_1 + \pi^0) + n_2 \rightarrow n_1 + (\pi^0 + n_2)$$

Shundan keyingina π^0 - mezon n_2 neytron bilan yutiladi:

$$n_1 + (\pi^0 + n_2) \rightarrow n_1 + n_2$$

Ikkita neytron orasidagi ta'sirlashuv anashunday amalga oshadi. Ko'rinib turibdiki, ikkita bir xil nuklonlar faqat virtual π^0 - mezonlar orqali ta'sirlashar ekan. Shuning uchun, hali tajribada ochilmagan bo'lsa ham, π^0 - mezonlarning mavjudligiga shak-shubha qolmagan edi. Tajribada π - mezonlarning ochilishi juda qiziqdir.

Yuqori energiyali protonlar H nishon bilan to'qnashganda $\pi^\pm$ - mezonlardan tashqari katta energiyaga ega bo'lgan γ -kvantlar ham hosil bo'ladi. γ -nurlar γ -spektrometr yordamida o'rganildi. Hosil bo'lgan γ -kvantlar tantal H_T nishon bilan to'qnashgandan keyin, u elektron pozitron e^-e^+ - juftligiga aylanadi. Magnit maydon elektron va pozitronlarni har xil tomonlarga burib yuborgandan keyin, ular avval Geyger schyotchigi (GS), keyin esa proporsional schyotchik PS orqali o'tadi. Bunday qurilma yordamida, birinchidan biz haqiqatdan ham e^-e^+ -juftligi hosil bo'lganligini bilishimiz mumkin, ikkinchidan, elektron pozitronlarning energiyalarini aniqlashimiz mumkin.

Protonlarning energiyasi har xil bo'lganda, hosil bo'lgan γ -kvantlarning, ularning energiyalari bo'yicha taqsimoti berilgan. Birlamchi protonlarning energiyasi $\varepsilon_p < 230$ MeV bo'lganda, γ -kvantlarning energetik spektri moton ravishda kamayib boruvchi chizmadan iborat ekanligi ko'rinib turibdi. Bizga avvaldan ma'lumki, bunday energetik spektr zaryadlangan zarrachalarning tormozlanish paytida hosil bo'lgan γ -kvantlarning spektriga o'xshaydi. Lekin yuqori energiyalarda (birlamchi protonlarning energiyasi 290 MeV dan katta bo'lganda) hosil bo'lgan γ -kvantlarning energetik spektri, zaryadlangan zarrachalarning tormozlanish paytida hosil bo'lgan γ -kvantlarning energetik spektriga hech o'xshamas edi. Birlamchi protonlarning energiyasi $T_p = 340$ MeV bo'lganda, hosil bo'lgan γ -kvantlarning intensivligi $T_p = 180$ MeV bo'lgandagiga qaraganda tahminan 100 marta ortiq edi. Ikkinchi tomondan, yoqori energiyalarda γ -kvantlarning energetik spektri avval ko'tariladi, tahminan $\varepsilon_\gamma = 70$ MeV da maksimum hosil qilgandan keyingina pastga tusha boshlaydi. Bu hol endi γ -kvantlar zaryadlangan zarachalarning tormazlanishidan emas, balki qandaydir yangicha proseslar yordamida hosil bo'lishini ko'rsatadi. Bunday hodisani tushuntirish uchun quyidagicha faraz qilindi. P- pratonlar H-nishon bilan to'qnashganda zaryadlangan $\pi^\pm$ - mezonlardan tashqari π^0 - mezonlar ham hosil bo'lar ekan. Shunday qilib, tabiatda π^0 - mezonlarning mavjudligi birinchi marta tajribada isbotlandi. Keyingi olib borilgan tajribalar (masalan, Panovski tajribasi) π^0 - mezonlarning tabiatda mavjudligini to'la tasdiqlash bilan birga, uning ikkita γ -kvantga parchalanishga ham isbotlab berdi:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

1.3.Fermionlar va bozonlar

Elementar zarralar massa, spin, elektr zaryadi, magnit moment, lepton zaryadi, izotopik spin va uning proyeksiyasi, g'alatilik, juftlik, o'rtacha yashash vaqti kabi qator xususiyatlari bilan xarakterlanadilar. Umuman zarralarni xarakterlovchi kattaliklar ko'p va xilma-xildir. Shunday bo'lsa ham ulardan birortasini elementar zarralarning klassifikatsiyasi uchun asosiy xarakteristika sifatida ajratish qiyin.

Elementar zarralarni o'zaro ta'sirlashuviga, barqaror yoki beqarorligiga, qaysi statistikaga bo'ysunishiga massasi va boshqa xususiyatlariga qarab turli sinflarga bo'lish va turlicha nomlar bilan atashlik mumkin.

Kuchli o'zaro ta'sirda qatnashuvchi zarralarga adronlar deb ataladi. Yashash vaqti $\sim 10^{-23}$ s bo'lgan zarralarga rezonans zarralar, qanday statistikaga bo'ysunishiga qarab fermion va bozonlarga bo'linadi. Bozonlarga kiruvchi barqaror adronlar mezonlar deb ataladi va barqaror fermion adronlar esa barionlar deb ataladi.

Xuddi shuningdek rezonanslar ham mezon rezonanslar va barion rezonanslarga bo'linadi. Kuchli ta'sirda qatnashmaydigan fermionlar leptonlar sinfini tashkil etadi, masalan, elektron-pozitron, myuon, taon va ularga tegishli neytrino va antineytrinolar. Kuchli o'zaro ta'sirda qatnashmaydigan va massasi nolga teng bo'lgan bozonlar klassik maydon kvantlari hisoblanadi (foton, graviton).

1.Massa. Har bir zarra tinch holatdagi massasi bilan xarakterlanadi. U zarraning dinamik xususiyatini anglatadi. Dastlab elementar zarralar massalariga qarab leptonlar, mezonlar, barionlar deb nom olgan, yengil, o'rta va og'ir zarralar sinfiga bo'lingan edi. Endi bu terminlar saqlanib qolgan bo'lsada, ba'zilar o'zining oldingi ma'nosini yo'qotdi. Haqiqatdan ham, yuqorida ko'rilgan τ -leptonning massasi proton massasidan ikki marta katta, Y-epsilon mezon massasi esa, barion hisoblangan proton massasidan 11 marta katta va h.k. Massa saqlanish qonuni hamma ta'sirlashuvlarga ko'ra kechadigan jarayonlarda bajariladi.

2.Elektr zaryadi. Zarralarga elektr zaryadi elektron zaryadi birligida o'lchanadi. Zarralarning elektr zaryadi butun son bo'lib, 0 ga ± 1 ga teng. Rezonans zarralarda zaryadi ± 2 zaryadlilari ham bor. Elektr zaryadining saqlanish qonuni doim bajariladi. Materiyaning tarkibiy qismlaridan hisoblangan va $\frac{1}{2}$ spinga ega fundamental fermionlar deb ataluvchi kvarklar esa $\pm \frac{2}{3}e$ yoki $\pm \frac{1}{3}e$ ga teng zaryadga ega. Kvarklar tajribada kuzatilmaganligi uchun ularning zaryadi ham o'lchanmagan.

3. Barion zaryadi. Proton va undan og'ir hamma zarralar barionlar deb ataladi va ularning har biri $V=+1$, antibarionlar esa $V=-1$ barion zaryadiga ega bo'ladi. Shunday qilib, barion va antibarion faqat elektr zaryadi ishorasi bilangina emas, balki barion zaryadi ishorasi bilan ham bir-biridan farqlanadi. Barionlarning barion zaryadining saqlanish qonuni ular parchalanganda «og'irlik» xususiyatining saqlanishini aks ettiradi. Protonning barqarorligi esa uning boshqa barionlar oldida ularning «og'irlik» xususiyatini saqlashdan iborat. Barion zaryadining saqlanishi $pe^+ + \gamma$ parchalanishni man etadi.

4. Lepton zaryadi. Yengil zarralar lepton zaryadiga ega. Hozir leptonlarning olti xili mavjudligi ma'lum: $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_\mu, \nu_p, \nu_\tau$, har bir lepton o'z antizarrasiga ega: $e^+, \mu^+, \tau^+, \nu_e, \nu_p, \nu_\tau$. Leptonlar $+1$ va antileptonlar -1 lepton zaryadiga ega. Yuqoridagi leptonlar uch xil lepton zaryad bilan xarakterlanadi. Elektron lepton L_e , myuon lepton L_μ , tau lepton zaryad L_τ . Elektron,

myuon, taon va ularning neytrinolari mos ravishda $L_e=1$, $L_\mu=1$, $L_\tau=1$ lepton zaryadiga ega bo'lishsa, bularning antizarralari mos ravishda $L_e=-1$, $L_\mu=-1$, $L_\tau=-1$ lepton zaryadiga ega bo'ladilar. Leptonlarga kirmaydigan hamma boshqa zarralar uchun lepton zaryadi nolga teng. Lepton zaryad saqlanish qonuni mikrozarralarning bir-biriga aylanish jarayonlarini tartibga soladi. M: $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$, $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ reaksiya bo'lishini taqiqlaydi, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ reaksiya bo'lishini ko'rsatadi.

5. Spin. Spin zarraning xususiy mexanik momentini ko'rsatadi va Plank doimiysi ($\hbar$) birliklarida o'lchanadi. Zarra spini zarraning qaysi statistikaga bo'ysunishini va zarra to'lqin funksiyasining skalyar, spinor yoki vektor xarakterga ega bo'lishini belgilaydi. Spini nol bo'lgan zarralar harakati skalyar, yarimga teng bo'lganlari spinor va nihoyat, birga teng spinli zarralar harakati vektor to'lqin funksiyalar bilan ifodalanadi. Zarralar spini noldan $3/2$ ga qadar qiymatlarni olishi mumkin.

6. Juftlik. Fazoda koordinatalar inversiyasi bilan bog'liq bo'lgan juftlik fazoviy juftlik deb ataladi va P simvol bilan belgilanadi. Zarraning fazodagi o'rnini belgilovchi koordinatalari ishorasi o'zgartirilganda fazoviy juftlik o'zgarmasligi ($P=+1$) va aksincha, o'zgarishi ($P=-1$) mumkin. Shunga qarab, fazoviy juftlik juft yoki toq juftlikka ega bo'ladi. Zarralar ichki juftlikka ega bo'lib, u ham juft yoki toq bo'lishi mumkin. Zarralarning ichki juftligi ularning asosiy kvant xususiyatlaridan biridir. Spin va juftlik birgalikda J^P simvol bilan ko'rsatiladi. Ichki juftlik saqlanish qonuni sistemada biror fizik hodisa ro'y berganda uning ko'zgudagi tasvirida ham shu hodisaning o'sha yo'nalishda ro'y berishini ko'rsatadi. Matematika nuqtai nazaridan aytganda R juftlikning saqlanishi fizik qonunlarning fazoviy koordinatalar ishorasining o'zgarishiga bog'liq emasligini ifodalaydi.

Kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirda P juftlik saqlanadi va bunday jarayonlarda yaxshi kvant soni bo'ladi. Kuchsiz o'zaro ta'sirda P juftlikning saqlanish qonuni buziladi.

7. Izotopik spin. Hamma zarralarning zaryad holatlari ularning izotopik spini bilan belgilanadi. Izotopik kvant soni T kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirga nisbatan elementar zarralarning qanday namoyon bo'lishini ko'rsatadi. Zarra zaryad multipleti i ta zarradan tashkil topgan bo'lsa, uning izotopik spini quyidagicha aniqlanadi:

$$T = \frac{(i-1)}{2}$$

Kuchli o'zaro ta'sirda bir zaryad multipletiga kiruvchi va o'zlarini bitta zarra kabi tutuvchi zarralar elektromagnit o'zaro ta'sir ostida massalari va zaryadlari bilan farqlanuvchi zarralarga aylanadi. Ma'lumki, uchta π -mezon π^+ , π^0 , π^- bir-biridan faqat zaryadlari bilan farq qiladi. π -mezonning izospini $T=1$, izospin proyeksiyalari esa $T_z=+1, 0, -1$ ga teng. Elementar zarralarning elektr zaryadi, izospin proyeksiyasi va barion zaryadi o'zaro quyidagicha bog'langan.

$$q = T_z + \frac{1}{2} B \quad (1.1)$$

Izotopik spinning saqlanish qonuni izotopik fazodagi almashtirishlarga nisbatan kuchli o'zaro ta'sirning simmetriyasi (invariantligi) bilan bog'liq. Kuchli o'zaro ta'sirdan boshqa hamma o'zaro ta'sirlar bu simmetriyaga ega emas, ya'ni ularda izotopik spinning saqlanish qonuni buziladi. Kuchli o'zaro ta'sirga nisbatan izospin va uning proyeksiyasi yaxshi

saqlanuvchi kvant sonlari bo'lsa, elektromagnit o'zaro ta'sirga nisbatan esa faqat uning proyeksiyasi saqlanadi yaxshi kvant soni bo'ladi.

Murakkab sistemaning to'la izotopik spini shu sistemaning tarkibiga kiruvchi zarralar izotopik spinlarining vektor yig'indisiga teng. Izotopik spinning vektor yig'indisi oddiy spinning vektor yig'indisi kabi hisoblanadi. Masalan, nuklon-pion sistemasining izotopik spini $\frac{1}{2}$ ga va $\frac{3}{2}$ ga teng. Chunki nuklon uchun $T=1/2$, pionniki $T=1$, ularning vektor yig'indisi $\frac{1}{2}$ yoki $\frac{3}{2}$ bo'ladi.

8. G'alatilik. 1951 yilda ajoyib xususiyatga ega bo'lgan zarralar kashf etildi. Bu zarralarni boshqa odatdagi zarralardan farqlash uchun (S) g'alatilik kvant soni kiritildi. Bu zarralar g'alatiligi shundaki, ular kuchli o'zaro ta'sir orqali yuz beruvchi jarayonlarga xos vaqtlarda ($\sim 10^{-23}$ s) hosil bo'ladi, lekin hosil bo'lgan zarralar nisbatan katta yashash vaqtiga ega (10^{-8} - 10^{-10} s). Reaksiyada energetik jihatdan mumkin bo'lsada, yolg'iz g'alati zarra tug'ilmaydi, g'alatilikka ega bo'lgan zarralar bilan birgalikda vujudga keladi. M: $p + p \rightarrow p + \Lambda^0 + K^+$, $\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ va h.k. G'alati zarralar uchun g'alatilik noldan farqli bo'lib $S=\pm 1, \pm 2, \pm 3$ bo'ladi. G'alatilik quyidagi formula bilan hisoblanadi:

$$q = T_z + \frac{B+S}{2} \quad (1.2)$$

Barion va g'alatilik zaryadlar yig'indisini giperzaryad deb ataladi, $Y=B+S$, shuning uchun (1.2) ni quyidagicha yozaolamiz

$$q = T_z + \frac{Y}{2} \quad (1.3)$$

G'alatilikning saqlanish qonuni kuchli va elektromagnit o'zaro ta'sirlarda o'rinli bo'lib, kuchsiz o'zaro ta'sirda buziladi. G'alatilik additiv kattalik, ya'ni murakkab sistemaning g'alatiligi uni tashkil etuvchilari g'alatiliklarining arifmetik yig'indisiga teng.

2.1.Topologik kesim

Topologik kesim reaksiya barcha kanallarining olingan sondagi zaryadlangan zarrachalar $n^\pm$ soniga olib keluvchi yig'indi kesimini ifodalaydi:

$$\sigma_{n^\pm}(s) = \sum_{n \geq n^\pm} \sigma_n(s),$$

Bunda n – so'nggi holatdagi zarrachalarning to'liq soni. Har bir kanalning kesimi $\sigma_n(s)$ energiya oritshi bilan kamaya boradi. Biroq mumkin bo'lgan kanallar soni s ning ortishi bilan ortadi va $\sigma_{n^\pm}(s)$ ning qiymati har bir kanal pasayishi tezligi hamda yangi reaksiya kanallari paydo bo'lishidan bog'liqdir.

Topologik effektiv kesimni pufakchali kameralar yordamida o'lchash maqsadga muvofiqdir.

Topologik kesimlar bo'yicha tajriba ma'lumotlari hozirgi kunda proton-antiproton to'qnashuvlar uchun bir necha GeV dan 1000 GeV ga qadar bo'lgan energiya intrvalini o'z ichiga oladi. π^+p - va pp -to'qnashuvlar uchun 100 GeV ga qadar, π^-p -to'qnashuvlar uchun 360

GeV ga qadar, K^-p - to'qnashuvlar uchun 150 GeV ga qadar, K^+p - to'qnashuvlar uchun 150 GeV ga qadar energiya intrvalini o'z ichiga oladi.

1.2a-e rasmda pp -, π^+p -, K^+p -, π^-p - va K^-p -to'qnashuvlar uchun topologic kesimning energetic bog'liqligi ko'rsatilgan.

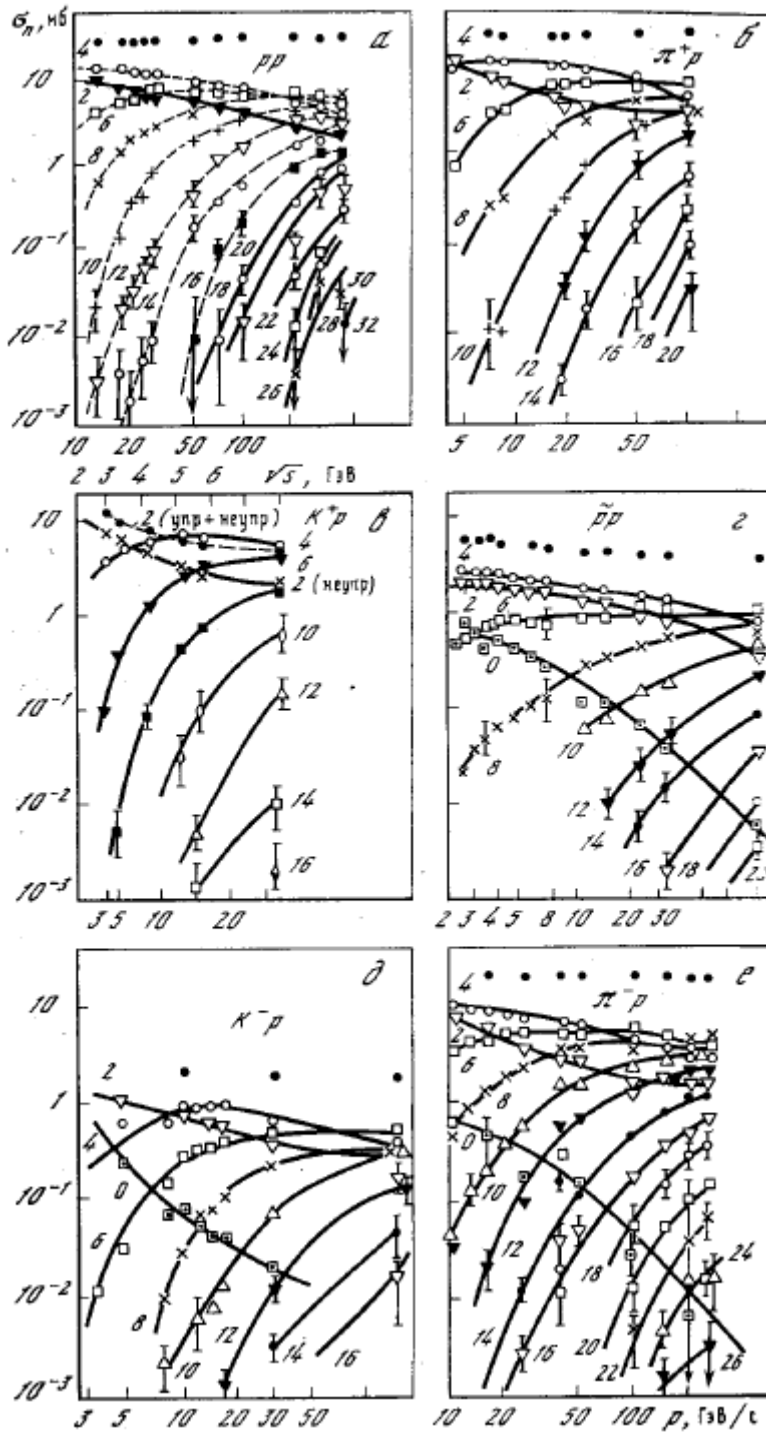
Bu bog'liqlikning asosiy umumiy xususiyatlari quyidagilar: 1) σ_0 , σ_2 , σ_4 kesimlar enrgiya oshishi bilan kamayadi va qolganlari doimiy qoladi yoki oshadi; 2) enrgiya oshishi bilan katta ko'plamchilik hissasi oshadi; 3) nol-nurli topologic kesim (σ_0) enrgiya oshishi bilan $\sigma_0 = ap^{-n}$ qonunga ko'ra tez kamayadi, bunda π^-p -reaksiyalar uchun $a=57$ mb, $n=1,51\pm0.16$, pp -reaksiyalar uchun $a=61$ mb, $n=1,46\pm0.15$.

Topologik effektiv kesimdan berilgan enrgiyada ko'plamchilik taqsimotini xarakterlovchi ko'pgina parametrlarni hisoblash mumkin.

Taqsimotlar xususiyatlarini ularning momentlarini, D dispersiyasini, $\langle n \rangle / D$ nisbatni va boshqa parametrlarni sinchiklab tahlil qilish x feynman o'zgaruvchisi, tezkorlik, skeyling ko'plamchiligi $z = n / \langle n \rangle$ bo'yicha skeylinglik xususiyatlarini shakllantirishga olib keldi:

Struktura funksiyasi uchun Feynman skeylingi (yoki ikkilamchi zarrachalarning impuls spektri) quyidagi ko'rinishda shakllantiriladi: $\lim_{s \rightarrow \infty} f(x, p_t, s) = f(x, p_t)$. Shunday qilib yuqori energiyalar chegarasida, ikkilamchi zarrachalarning impuls spektri s dan bog'liq bo'lmay qolganda, $a + b \rightarrow c + X$ inklyuziv reaksiya uchun 'c' zarrachalarning o'rtacha ko'plamchiligi quyidagi munosabatdan aniqlanadi [7-8]:

$$\begin{aligned} \langle n_{ab}^c \rangle &= 2 \int_{x=0}^1 \int_{p_{\perp}}^{\infty} f_{ab}^c(x, p_{\perp}^2) \frac{d^2 p_{\perp} dx}{\sqrt{x^2 + 4m^2/s}} = \\ &= \langle f_{ab}^c(x=0) \rangle \ln(s/m_{\perp}^2) + \text{const.} \end{aligned}$$



1.2-rasm. Har xil o'zaro ta'sirlashuvlar uchun topologik noelastik effektivlik kesimining laboratoriya koordinata sistemasida tushuvchi zarra impulsidan bog'liqligi (egri chiziqlar qo'l bilan o'tkazilgan). Egri chiziqdagi raqamlar $n^{\pm}$ ga mos keladi

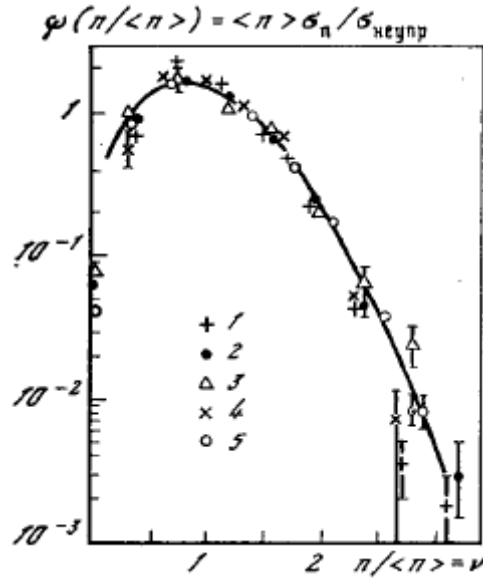
Binobarin Feynman skeylingi o'rtacha ko'plamchilikning s dan logarifmik bog'liqligini beradi va kichik x larda $f(x)$ chegara doimiy, agar p_t cheklangan bo'lsa. Koba, Nilsen va Olessen (KNO) Feynman skeylingi ko'plamchilik bo'yicha taqsimotlar skeylingiga olib kelishini ko'rsatishdi. Oxirgi holatda zarralar soni faqat $z=n/\langle n \rangle$ o'zgaruvchining funksiyasi bo'lishi lozim, bunda $\langle n \rangle$ – berilgan $\sqrt{s}$ dagi o'rtacha ko'plamchilik. Bu natija quyidagi ko'rinishda ifodalanishi mumkin:

$$\langle n \rangle P_n(s) = \langle n \rangle \frac{\sigma_n(s)}{\sigma_{\text{tot}}(s)} = \Psi\left(\frac{n}{\langle n \rangle}\right),$$

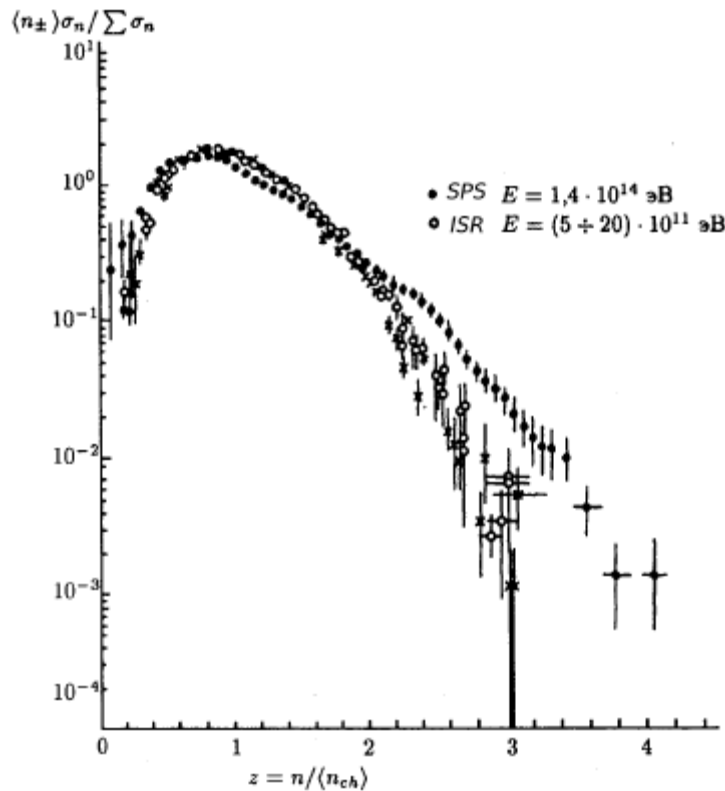
Shunday qilib, ko'plamchilik jarayonlarida tug'iluvchi zarrachalar soni bo'yicha taqsimot o'xshashlik qonuni, ya'ni KNO skeylingga bo'ysinadi. Bu qonunga ko'ra ko'plamchilik jarayonida n zarrachaning hosil bo'lish $P(n)$ ehtimoliyati $z=n/\langle n \rangle$ nisbatdan universal ko'rinishda bog'liq bo'ladi: $P(n)=(\sigma_n/\sigma_{\text{noel}}) \cdot \Psi(z)$, bunda σ_n – n zarra tug'lishi bilan kechadigan reaksiya kesimi, σ_{noel} – noelastik jarayonlarning to'liq kesimi. $\Psi(z)$ funksiya to'qnashuvchi zarralar turidan zaif bog'langan va energiyadan amalda bog'liq emas.

1.3-rasmda har xil energiyalarda to'qnashuvchi har xil zarralar uchun KNO taqsimot keltirilgan.

Tajriba nuqtalari universal egri chiziq bilan yaxshi approksimatsiyalanadi va KNO-skeyling hisoblari (bashoratlari) bilan mos tushadi. 4-300 GeV enrgiya intervalidagi pp-o'zaro ta'sirlashuvlarni tahlil qilish orqali ham xuddi shunday xulosaga kelish mumkin. Rasmdagi yalpi chiziq tajriba natijalarini yagona qonun bilan approksimatsiyalash natijasidir.



1.3-rasm. Har xil turdagi zarrachalar to'qnashuvlari uchun KNO taqsimoti.



1.4-rasm. Birlamchi zarrachaning har xil energiyalari uchun

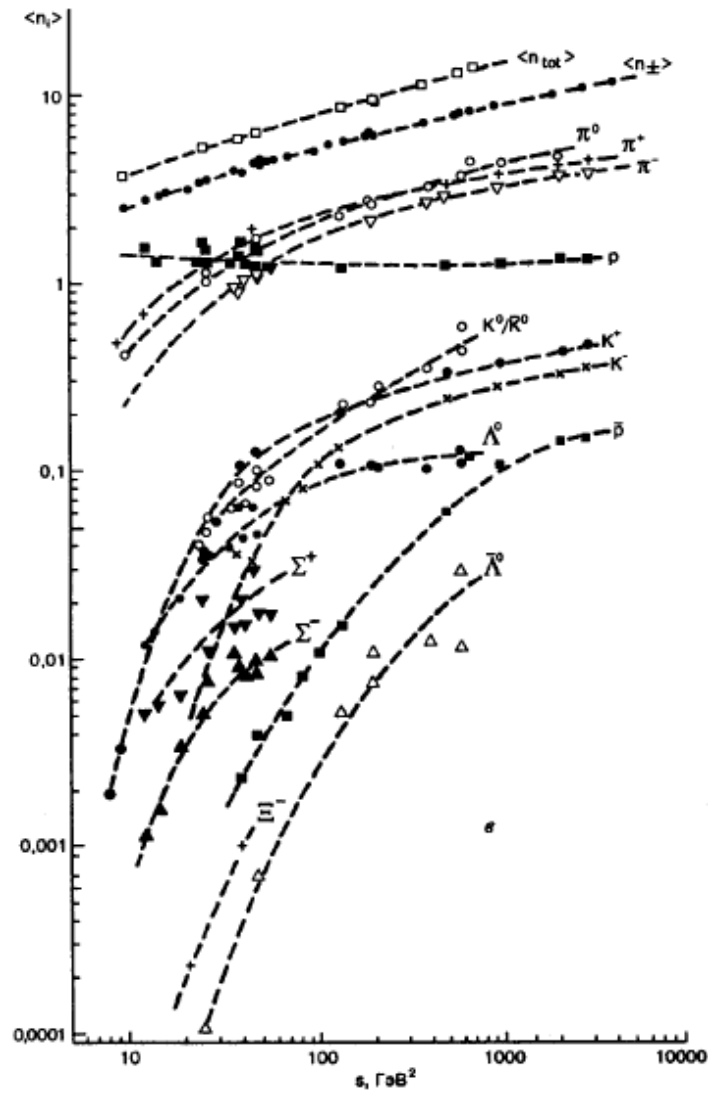
KNO taqsimotlari.

Chiziq – pp-o'zaro ta'sirlashuvlar ma'lumotlarini $\psi(n/\langle n \rangle) = \langle n \rangle \sigma_n(s) / \sigma_{\text{tot}}(s)$ ko'rinishda approksimatsiyalash natijasi. 1-3 – 32 GeV/c impulsda K^+p , K^-p , $\bar{P}P$ - to'qnashuvlar; 4, 5 – 50 GeV/c impulsda π^+p , π^-p -to'qnashuvlar.

Uchrashuvchi xalqalarda yuz beruvchi pp-to'qnashuvlar energiyalarida ham bu approksimatsiya tajribani yaxshi ifodalaydi. Biroq, taqsimot momentlaridan foydalanib chuqur tahlil qilish universal bog'liqlikdan chetlanish mavjudligini ko'rsatadi (1.4-rasm).

Kichik energiyalarda universal bog'liqlikdan chetlanish musbat zaryadlangan birlamchi zarrachalar (π^+ , K^+) uchun kuzatiladi. KNO-bog'liqlik uchun har xil nazariy approksimatsiyalashlar mavjud.

$\langle n \rangle$ o'rtacha ko'plamchilikning pp-to'qnashuvlar uchun energiyadan bog'liqligi 1.5-rasmda ko'rsatilgan. Yuqori energiyadagi natijalar ISR da olingan.



1.5-rasm. Pp-to'qnashuvlarda har xil tabiatdagi zaryadlangan zarrachalar ko'plamchiligining to'la kvadrat energiya s dan bog'liqligi.

1.2. Nazariy bashoratlar

Mavjud nazariy modellar o'rtacha ko'plamchilikning s dan har xil bog'lanishda ekanligini bashorat qiladi. Kutiluvchi qonuniyatlar turiga ko'ra ularni guruhlariga ajratish mumkin [7-13].

1. Bir guruh modellar statistik, termodinamik va gidrodinamik nazariyalarni birlashtiradi. Ularning barchasi o'rtacha ko'plamchilikning energiyadan darajali bog'liqligini bashorat qiladi. O'zaro ta'sirlashuv jarayoni u yoki bu muvozanat darajasiga yetgan kompaund sistema hosil bo'lishi orqali deb qaraladi. Sistemaning parchalanishida zarrachalar har tomonga uchib ketadi va bunda bu zarrachalarning o'zaro ta'sirlashuvlari hisobga olinadi (Landau modeli) yoki olinmaydi (Fermi modeli). Bu ikkala model ham o'rtacha ko'plamchilikning energiyadan bog'liqligi bo'yicha bir xil bashorat beradi:

$$\langle n \rangle \sim (s/m^2)^{1/4},$$

Bu yerda s – massa markazi sistemasidagi kvadrat to'la energiya, m - nuklon massasi. Agar statistik sistemaning kengayishi jarayonida qovushoqlikni hisobga olsak, u holda ko'plamchilikning energiyadan bog'liqligi quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\langle n \rangle \sim (s/m^2)^{1/3}.$$

2. Boshqa guruh periferk modellarni taklif etadi. Modellarning bu guruhi energiya ortishi bilan ko'plamchilikning logarifmik ortishini ko'rsatadi:

$$\langle n \rangle = a + b \ln(s/m^2).$$

Yoki
$$\langle n \rangle = c \ln(s/m^2).$$

3. Uchunchi guruh modellari – asimptotik modellar bo'lib, invariant differensial kesimning holatlarini (ko'rinishlarini) $s \rightarrow \infty$ da bashorat qiladi:

$$E \frac{d\sigma}{dp_{\parallel} dp_{\perp}} = f(p_{\parallel}, p_{\perp}, s)$$

Bular R.Feynman, S.Yang ishlarida ilgari surilgan. Feynman gipotezasiga ko'ra

$$\lim f(x, p_{\perp}^2, s) = f(x, p_{\perp}^2),$$

Bu yerda $x = p_{\parallel} / E = 2 * p_{\parallel} / \sqrt{s}$ – Feynman o'zgaruvchisi, $p_{\parallel}$ va $p_{\perp}$ – impuls tashkil etuvchilari, ya'ni yuqori energiyalarda kesim energiyadan oshkora bog'liq bo'lmasdan x va $p_{\perp}^2$ mashtab o'zgaruvchilari bilan aniqlanadi (skeylig gipotezasi). Agar

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\sigma_{inel}} \int f(p_{\perp}^2, x) \frac{d^3p}{E},$$

bo'lsa, u holda $f(p, s)$ asimptotik ko'rinishni hisobga olish bilan quyidagi munosabatni olish mumkin:

$$\langle n \rangle = a \ln \frac{s}{m_{\pi}^2} + b,$$

ya'ni asimptotikada ko'plamchilikning logarifmik o'sishi kuzatilishi lozim.

4. Ko'plamchilikning energiyadan bog'liqligi bo'yicha Redje qutblari modeli quyidagi bashoratni beradi:

$$\langle n \rangle = a + b \ln s + \frac{d}{\sqrt{s}} + \frac{f \ln s}{\sqrt{s}},$$

Ya'ni bir muncha murakkab logarifmik o'sish.

Tajriba ma'lumotlarini solishtirish ko'rsatadiki, ko'plamchilikning s energiya eng yaxshi mos kelishi logarifmik bog'liqlikdir (3 va 4 punktdagi kabi).

Endi zaryadlangan zarrachalar $n^\pm$ ning ko'plamchilik bo'yicha taqsimot-larini, ya'ni $P_n(s) = \sigma_n(s)/\sigma_{\text{tot}}$ funksiyaning har xil ko'rinishlarini qaraymiz. Masalan, $P_n(s)$ funksiyaning Puasson taqsimoti ko'rinishida tasavvur qilish mumkin. Puasson taqsimoti yoki normal taqsimot KNO-skeylingning z va $(D/\langle n \rangle)^2$ o'zgaruvchilari terminida yozilishi mumkin va ular o'zgaras bo'lishlari lozim. Lekin Puasson taqsimoti zaryadlangan zarrachalarning ko'plamchilik bo'yicha taqsimotlarini yoza olmaydi. Puasson funksiyasiga yaqin bo'lgan Gamma-taqsimot quyidagi ko'rinishda yozilishi mumkin:

$$\langle n \rangle P_n^c = \frac{k^k}{\Gamma(k)} z^{k-1} e^{-kz},$$

bu yerda $z = n/\langle n \rangle$, $k-1 = (D/\langle n \rangle)^2$. Bu taqsimot to'la ko'plamchilikni yaxshi yozadi, lekin zaryadlangan zarrachalarning ko'plamchilik bo'yicha taqsimoti uchun o'rinli emas.

Zaryadlangan zarrachalarning ko'plamchilik bo'yicha taqsimotini muvaffaqiyatli funksiya negative binomial (NB) taqsimotidir

$$P_n = \binom{n+k-1}{n} p^k q^n,$$

bu yerda P_n – n kattalikni kuzatish ehtimoliyati va bu vaqtda k kattalik kutiladi.

Negativ binomial (NB) taqsimot k va $\langle n \rangle$ terminida quyidagi ko'rinishda bo'ladi:

$$\langle n \rangle P_n = \binom{n+k-1}{n} \frac{1}{(1+\langle n \rangle/k)^k} \left(\frac{\langle n \rangle/k}{1+\langle n \rangle/k} \right)^n,$$

$$(D/n)^2 = 1/k + 1/\langle n \rangle.$$

Bunda, agar $\langle n \rangle \gg k > 1$ bo'lsa NB $\rightarrow$ Gamma; agar $k \rightarrow \infty$ bo'lsa NB $\rightarrow$ Puasson.

NB-taqsimot tezkorlikning chegaralangan sohasida zaryadlangan zarrachalar taqsimotini yaxshi yozadi. $\langle n \rangle$ ning yetarlicha katta qiymatlarida agar k energiyadan bog'liq bo'lamasa NB-taqsimot KNO-skeylig funksiya bo'ladi. Har xil energiyali taqsimotlarni $\sqrt{s} = 900$ GeV ga qadar fitlashda k parameter kamayishi va KNO-skeyling buzilishi aniqlandi.

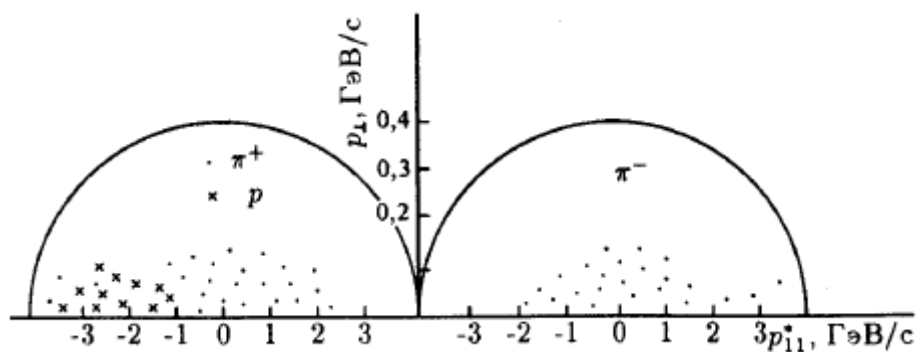
1.4. Ikkilamchi zarrachalarning impuls spektrlari

Ikkilamchi zarralarning impuls bo'yicha taqsimoti ko'plamchilik tug'ilishi jarayoni haqida qiziqarli ma'lumotlarni beradi. Ko'p hollarda impulsning bo'ylama va ko'ndalang komponentalarini alohida-alohida qarashadi va bo'ylama va ko'ndalang impuls taqsimotlarining o'zaro bog'liq emasligi taxmini – “faktorizatsiya” kiritiladi. U holda inklyuziv invariant kesimni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$E(d^3\sigma/dp^3) = F_1(p_{\parallel}, s) F_2(p_{\perp}) = f(s, p).$$

Impulsning bo'ylama va ko'ndalang komponentalari o'rtasidagi munosabat Peyrou diagrammasidan yaxshi ko'rinadi (1.6-rasm). Bu yerda absissa o'qi bo'yicha m.m.s.da bo'ylama

impuls komponentasi, ordinata o'qi bo'yicha ko'ndalang impuls komponentasi qo'yilgan. Diagrammada har bir zarracha nuqta bilan belgilangan. Diagrammadan ko'rinib turibdiki, protonlar va pionlar uchun bo'ylama impuls kinematik chegaralarga yetadi, ko'ndalang impuls esa yetmaydi. Bu bo'ylama va ko'ndalang komponentalar o'rtasidagi muhim farqdir. Bundan tashqari, bo'ylama komponenta ko'pgina kinematik xususiyatlardan bog'liq bo'lsa, ko'ndalang komponenta esa lorens-invariantdir.



1.6-rasm. π -p-to'qnashuvlar uchun Peyrou diagrammasi

1.4.1. Ko'ndalang impuls

Ko'ndalang impulsning asosiy xossasi: 1) cheklanganligi va uning ~ 0.3 GeV/c kichik qiymati; 2) birlamchi zarracha tabiatidan va energiyasidan zaif bog'liqlik. Bu xossalar birinchi marta kosmik nurlarda topilgan va tezlatkichlar yordamida o'tkazilgan tajribalarda tasdiqlangan bo'lib, hozirgi paytda undan ko'pgina nazariy modellarni qurishda foydalaniladi.

Ko'ndalang impuls taqsimoti energiya va zarrachalar ko'plamligidan zaif bog'liqdir.

Katta kesim bilan yuz beruvchi ko'plamlilik jarayonlarida ikkilamchi zarrachalarning asosiy qismi $p_{\perp} < 1$ GeV/c sohadagi ko'ndalang impuls ega bo'ladi. Bunda $p_{\perp}$ bo'yicha taqsimotni

$$f(p_{\perp}) = A e^{-B p_{\perp}},$$

Exponensial formula bilan ifodalash mumkin. Bu yerda B-egilish koeffitsiyenti.

Ko'ndalang impuls o'rtacha qiymatini ushbu

$$\langle p_{\perp} \rangle = \frac{\int p_{\perp} f(p_{\perp}) dp_{\perp}^2}{\int f(p_{\perp}) dp_{\perp}^2} \approx \frac{A \int p_{\perp} \exp(-B p_{\perp}) dp_{\perp}^2}{A \int \exp(-B p_{\perp}) dp_{\perp}^2} = \frac{2}{B}.$$

munosabatdan hisoblash mumkin.

CERN dagi ISR tezlatkichida 2 TeV energiyaga qadar o'tkazilgan tajribalar energiya ortishi bilan ko'ndalang impuls $p_{\perp} \sim (3 \div 8)$ GeV/c bo'lgan ikkilamchi zarralar tug'ilishi mumkinligini ko'rsatdi. Bunday zarrachalarning tug'ilish ehtimoliyati kichik ($\sim 10^{-4}$). Bundan tashqari $p_{\perp} > 2$ GeV/c qiymatlarda ko'ndalang impuls bo'yicha taqsimotlar exponensial emas,

daraja ko'rinishida bo'ladi. Taqsimot shaklining o'zgarishini, darajali bog'liqligini nuklonlar ichki strukturasi namoyon bo'lishi bilan bog'lash mumkin. Katta ko'ndalang impulsli zarrachalar paydo bo'lishini to'qnashuvchi nuklonlar kvarklarining kuchli (chuqur noelastik) ta'sirlashuvlari bilan bog'lash mumkin.

Kuchli o'zaro ta'sirlashuvlardan so'ng ta'sirlashuvchi kvarklar adronlashadi va kichik gavdali burchakda kollimatsiyalangan (to'plangan) zarrachalar oqimi - adronlar torini hosil qiladi (1.7a-rasm).

Adronlarning kuchli o'zaro ta'sirlashuvlarida torlarning hosil bo'lishi CERN ISR va SPS kollayderlarida intensive tarzda o'rganildi. $p_{\perp}$ bo'yicha taqsimotlar $\sim 36 \text{ GeV}/c$ gacha olindi.

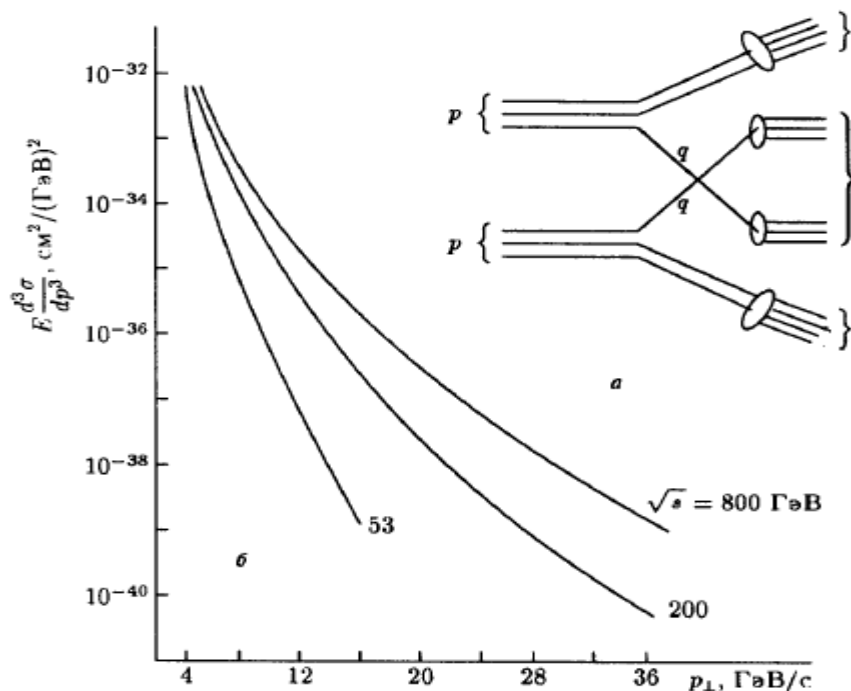
Ko'pgina nazariy modellar $c p_{\perp} > 2 \text{ GeV}/c$ impulsli zarrachalar generatsiyasi uchun invariant effektiv kesimni

$$A p_{\perp}^{-n} F(x_{\perp}, \theta^*),$$

Ko'rinishda ifodalaydi. Bu yerda $x_{\perp} = 2 p_{\perp}/\sqrt{s}$, θ^* - m.m.s.da to'qnashish burchagi.

ISR da $\sqrt{s} = 23$ dan 62 GeV va $x < 0.3$ bo'lgan o'lchashlarda 90° burchak ostida generatsiyalangan π^0 -mezonlar uchun quyidagi ifoda olindi:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1.5 \cdot 10^{-26}}{p_{\perp}^8} \exp(-13x_{\perp}) \text{ cm}^2 \Gamma_{\pi} B^2.$$



1.7-rasm. Kuchli o'zaro ta'sirlashuv jarayonlarida torlarning paydo bo'lishi.

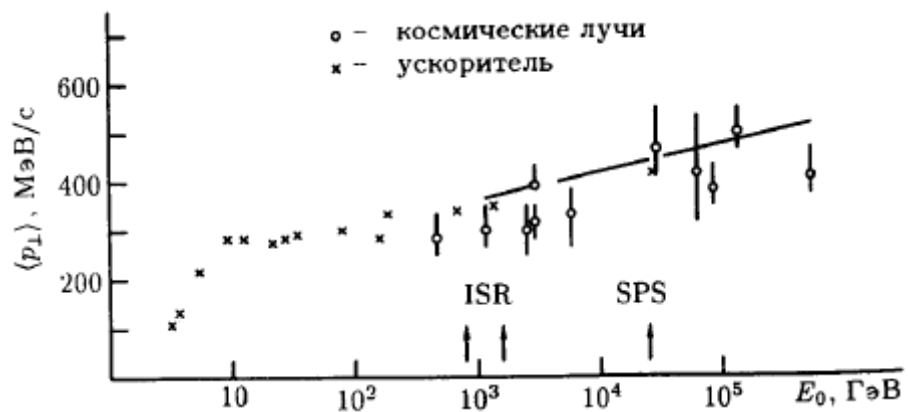
a) kuchli to'qnashish diagrammasi, b) har xil energiyalarda π^0 -mezon generatsiyasi uchun invariant effektiv kesim.

Olingan natijalar to'qnashuvchi adronlardagi kvarklarning 1.7a-rasmdagi sxema bo'yicha kuchli sochilish jarayonlari qaraladigan KXD modeli orqali yaxshi tushuntiriladi.

Torlar xarakteristikalarini (ko'plamchilik va undagi zarrachalar tabiatini) sinchiklab o'rganish uchrashuvchi electron-pozitron dastalari tezlatkichlarida, SPS kollayderida, Tevatron(FNAL)da va CERNdagi LEP da o'rganildi.

Ko'ndalang impulsning birlamchi zarracha tabiatidan bog'liqligi juda sust yoki umuman yoq, ya'ni birlamchi zarracha uchun taqsimot shakli o'zgarmaydi.

1.8-rasmda ko'ndalang impulsning o'rtacha qiymatining ikkilamchi zarracha tabiatidan bog'liqligi keltirilgan. Rasmdan ko'rinib turibdiki, zarracha massasining ortishi bilan $p_{\perp}$ ning burmuncha oshishi kuzatiladi. Bu effektни gidrodinamik tipdagi modellar yaxshiroq tushuntiradi. Kompaund sistemaning hosil bo'lishidan so'ng uning sovushi boshlanadi. Temperatura biror bir zarrachaning tinch holat massasiga to'g'ri kelgunga qadar kamayishida, bu zarracha sistemadan uchib chiqib ketadi. Oxirgi holatda sistema $kT \sim 140$ GeV ga qadar sovuydi va pionlarga parchalanadi. Sistemaning temperaturasi qancha past bo'lsa, zarracha ham shuncha kam ko'ndalang impuls olib ketadi. Bu effekt, tajribada olingan, birlamchi zarracha energiyasi oshishi bilan $p_{\perp}$ ning sust oshishini tushuntiradi. 1.9-rasmda $p_{\perp}$ ni o'lchash bo'yicha tezlatkichlarda va kosmik nurlarda bajarilgan tajribalarning natijalari keltirilgan.



1.8- rasm. Zaryadlangan zarrachalar ko'ndalang kesimi $p_{\perp}$ ning birlamchi zarracha energiyasidan bog'liqligi. Yalpi chiziq – gidrodinamik model hisoblari.

Buyuk birlashtirsh (elektromagnit, kuchsiz va kuchli o'zarota'sirlashuvlarning universalligi) e'tiborga olinsa, adron torlari e^+e^- -anniglayatsiyasida kuzatiladi va bundakavrk-antikvark jufti hosil bo'lib, so'ngra adronlarga fragmentatsiyalanadi. Bu jarayonlarda tor o'qiga nisbatan adronlar ko'ndalang impulse kichik: 0,4-0,5 GeV/c. Adronlarning o'rtacha ko'ndalang impulslari massadan bog'liq emasligi ko'rinadi. Rezonanslar (R) uchun $\langle p_{\perp} \rangle$ ni to'g'ridan-to'g'ri o'lchash energiyaning katta intervalida $\langle p_{\perp} \rangle = 0,4-0,5$ GeV/c ekanligini ko'rsatadi. Lekin uzoq yashovchi zarrachalar uchun $\langle p_{\perp} \rangle$ enrgiyaning katta intervalida adron massasi oshishi bilan oshib boradi. Bu hol adronlar tug'ilishining dinamikai'si bilan emas, balki rezonanslarning pionlar va K-mezonlarga parchalanish kinematikasidan bog'liqdir.

Rezonanslarning $p_{\perp} * p_{\perp} < 1 \text{ GeV}^2$ bo'yicha taqsimoti quyidagi ifoda bilan yoziladi:

$$\frac{dN(R)}{Nd p_{\perp}^2} \sim \exp(-B(R)p_{\perp}^2),$$

Bu yerda massasi $m < 2$ GeV dan kichik bo'lgan $\eta, \rho, \phi, \omega, f, \Delta$ va boshqa rezonanslar uchun $B=3.4$ GeV⁻², N - kuzatiluvchi rezonanslarning to'la soni. Massalari 0,14 GeV (π -mezon) dan 3,1 GeV (J/ψ -mezon) gacha bo'lgan uzoq yashovchi zarrachalar va rezonanslarning hosil bo'lish inklyuziv ksimi quyidagi ifoda bilan yaxshi approksimatsiyalanadi:

$$\mathcal{E} \frac{d\sigma}{dp} \sim s^{\alpha} \exp(-\sqrt{m^2 + p_{\perp}^2}/T),$$

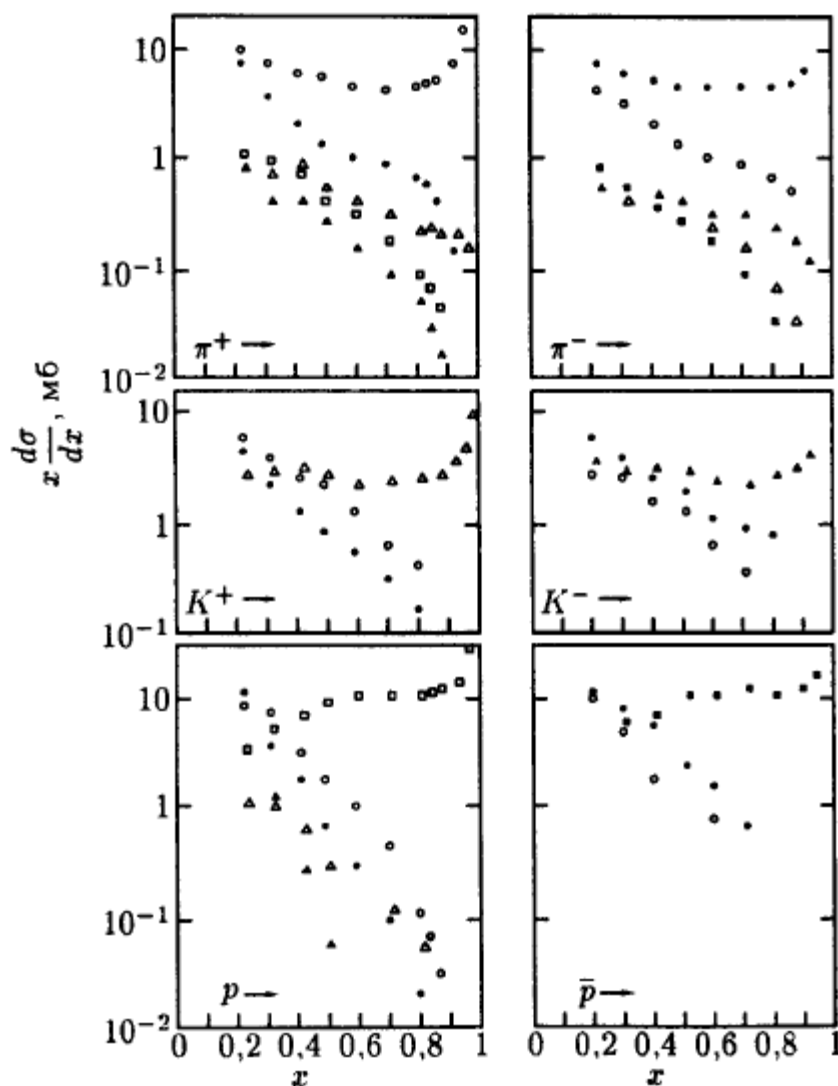
Bu yerda $\mathcal{E} d\sigma/dp$ - inklyuziv kesim ($\mathcal{E}$ - energiya, p - zarracha impulsi), adronlar turidan bog'liq holda $T \approx 120$ MeV va $\alpha = 0.15-0.30$.

Ikkilamchi adronlar bu xarakteristikalarining doimiyliigi va ko'plamchilik jarayonlarida ular ko'ndalang kesimining uncha katta bo'lmagan qiymati barcha nazariy modellarda keng qo'llaniladi va hozirgi zamon tasavvurlari nuqtai nazaridan olganda, kvark va glyuonlarni ushlab turuvchi sohaning o'lchamlari ($r \leq 1/\langle p_{\perp} \rangle \approx 0.5$ fm) bilan bog'lanadi.

1.4.2. Bo'ylama impuls

Bo'ylama impulslar spektrining laboratoriya koordinat sistemasida kkinchi tartibli differensial kesim $\frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel} dp_{\perp}}$ shaklida ifodalangan formasini chiquvchi zarralar fragmentatsiyasi jarayonlariga qo'llash mumkin. Antilaboratoriya sistemasidagi xuddi shunday spektrlardan ham zarralar fragmentatsiyasi haqida ma'lumotlar olish mumkin.

Ko'p hollarda impuls spektrlari m.m.s.da $x = 2p_{\perp}^* / \sqrt{s}$ Feynman o'zgaruvchilari bo'yicha tahlil qilinadi. 1.9-rasmda har xil tabiatli zarrachalarning protonlar bilan 100 GeV energiyadagi to'qnashuvlari uchun spektrlar $x(d\sigma/dx)$ invariant forma shaklida keltirilgan.



1.9-rasm. 100 geV birlamchi energiya uchun zarrachalar $x(d\sigma/dx)$ spektrining $p_{\perp}$ bo'yicha integrallagandan so'ng x o'zgaruvchidan bog'liqligi. Ikkilamchi zarrachalar: oq doirachalar – π^+ ; oq uchburchakalar – K^+ ; oq kvadratlar – p ; qora dorachalar – π^- ; qora uchburchaklar – K^- ; qora kvadratlar – $\bar{p}$. Tushuvchi zarrachaning tabiati rasmda ko'rsatilgan.

Barcha reaksiyalar uchun umpuls spektrlarinin asosiy xususiyati – ilgari lamchi effektning (effect lidirovanie) yaqqol namoyon bo'lishidir. Tabiati tushuvchi zarracha tabiati bilan mos tushgan ikkilamchi zarrachalarning spektrlari o'xshash ko'rinishlarda bo'lib, bunday zarrachalarning energiyasi x ning 0-1 intervalida tekis taqsimotga ega bo'lishligini ko'rsatadi. To'qnashuvdan so'ng energiyaning asosiy qismini olib ketuvchi zarrachalarni ilgari lamchi (lidiruyushiy) zarrachalar deb ataymiz. Ilgari lamchi zarrachalarning spektrlari noelastiklik ko'effitsiyentlari taqsimotlarini xarakterlaydi. $K_{ilg}=1-K$, buyerda K – to'qnashuvning noelastiklik ko'effitsiyenti. Shunday qilib, ilgari lamchi zarrachalarning spektrlarini x o'zgaruvchi (yoki L-sistemada $u = E_{lid}/E_0$) bo'yicha o'rganib, o'zaro ta'sirlashuvlarning muhim parametric – to'la noelastiklik ko'effitsiyenti haqida ma'lumot olamiz.

Birlamchi zarrachadan farq qiluvchi zarrachalarning spektrlari grafikda keskin pasayuvchi bog'liqlik ko'rinishini oladi. Biroq, ilgari lamchi effect x o'zgarishi bilan differensial kesim pasayishi tezligida ko'rinadi. Agar ikkilamchi zarracha tushuvchi zarracha kabi elektr zaryadiga ega bo'lsa, spektrlar birmuncha yotiq bo'ladi, ikkilamchi zarrachaning zaryadi birlamchi zarra zaryadiga qarama-qarshi bo'lgan holdagiga nisbatan.

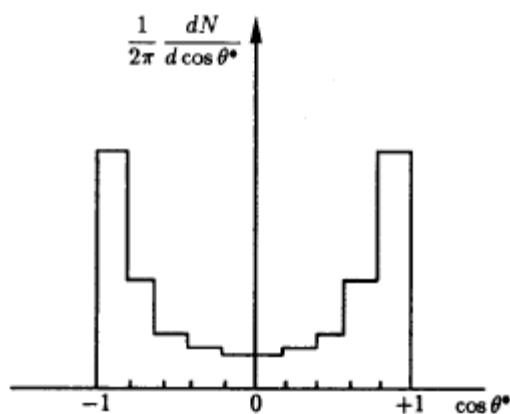
Bu spektrlarning ko'rinishidan har xil to'qnashuvlarda hosil bo'luvchi turli xil tabiatli zarrachalarning hissasini olish mumkin.

Ikkilamchi zarrachalarning spektrlarini birlamchining har xil energiyalarida o'rganish tushuvchi zarrachalar fragmentatsiyasi sohasida 'spektrlarning skeyling xususiyati mavjudmi' degan savolga javob olish mumkin. Buning uchun birlamchi zarrachaning ko'proq har xil energiyalaridagi tajriba ma'lumotlari zarur bo'ladi, chunki spektrlaning skeylinglik xususiyatlaridan chetlanishi juda kichik bo'lib, $\sim 10\%$. Ni tashkil etadi.

1.5. Ikkilamchi zarrachalarning burchak taqsimotlarini tahlil qilishda foydalaniluvchi asosiy o'zgaruvchilar

1.5.1. Massa markazi sistemi (C-sistema) da burchak taqsimotlari

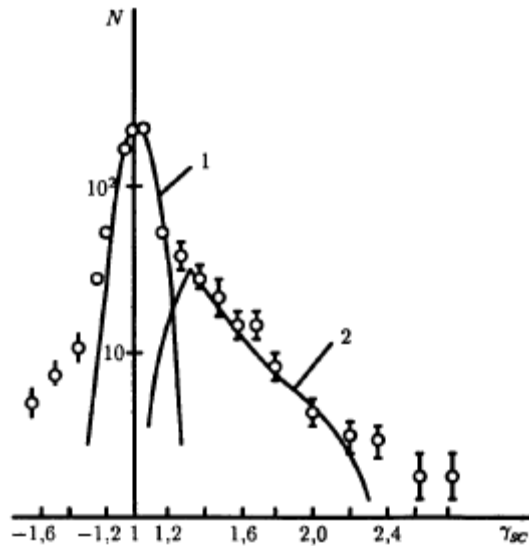
C-sistemada adron-adron ta'sirlashuvlarda ikkilamchi zarrachalarning burchak taqsimoti kuchli anizotropdir, ya'ni ikkilamchi zarrachalar to'qnashuvning massa markazi sistemasida adronlarning qarama-qarshi yonalishlardagi ikki oqimi ko'rinishida uchib ketadi (1.10-rasm).



1.10-rasm. pp-to'qnashuvlarda hosil bo'lgan ikkilamchi zarrachalarning C-sistemadagi taqsimoti.

Biroq, voqealarni eventual tahlil qilish individual voqealarda zarrachalarning C-sistemada uchishi yaqqol antisimmetrik bo'lishi mumkin ekan [7-8].

1.11-rasmda 40 GeV/c impulsli π -p-to'qnashuvlar uchun voqealarning γ_{sc} asimmetriya parametri bo'yicha taqsimoti keltirilgan. Spektr yaqqol ifodalangan asimmetrik xarakterga ega.



1.11-rasm. 40 GeV/c impulsli π^-p -to'qnashuvlarda voqealarning γ_{sc} parameter bo'yicha taqsimoti. 1-chetlanishlar taqsimoti ($D^2 = 0.082$ dispersiyali Gauss egri chizig'i); 2- π^-p -to'qnashuvlar uchun modeldagi γ_{sc} ning taqsimoti.

pp -to'qnashuvlar holida shunga o'xshash taqsimot $D^2 = 0.142$ dispersiyali gauss tipidagi simmetrik egri chiziq bilan ifodalanadi (yoziladi), qaysiki bu 1.11-rasmdagi 1 chiziqqanibatan ancha keng.

Burchak taqsimotlarning bunday ko'rinishi ikkilamchi zarrachalarning avval qaralgan taqsimotlari bilan mos tushadi va pionlar hamda protonlarning nuklonlar bilan to'qnashuv dinamikasining, ularning har xil kvark tuzilishga ega ekanligi sababli, farqlanishini ko'rsatadi.

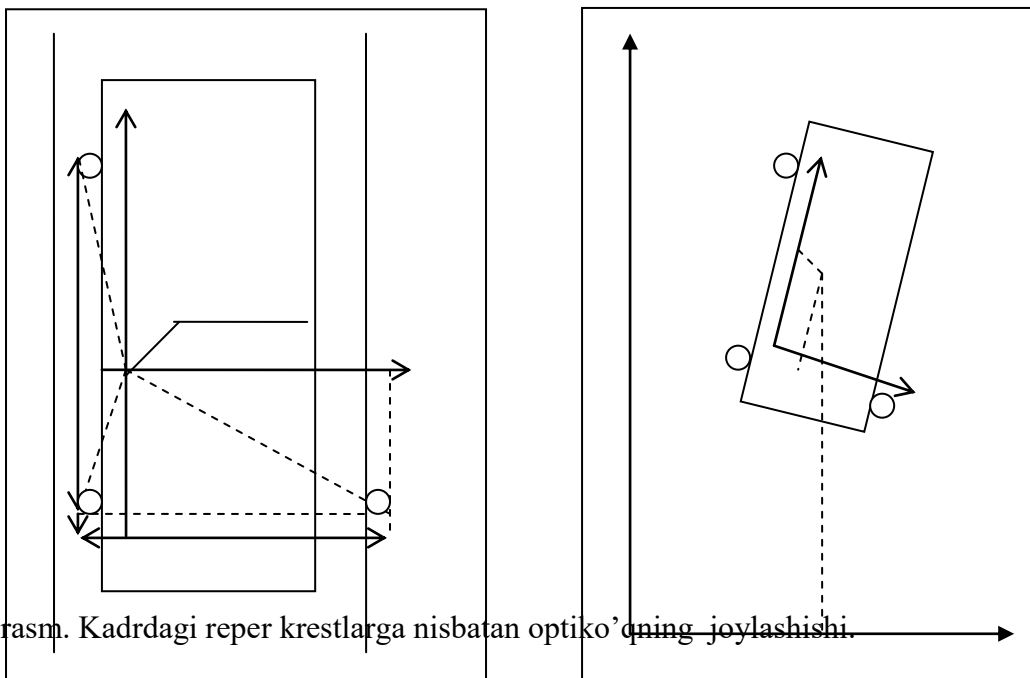
3.1. Propanli pufakchali kamera

Ushbu magistrlik dissertatsiyasi ishida DTPK-500 rusumli kamerani Birlashgan yadrotadqiqotlari instituti yuqori energiyalar fizikasi laboratoriyasining sinxrofazatronida har bir nukloniga to'g'ri keluvchi impuls 4,2 GeV/c ga qadar tezlashtirilgan $P, d, {}^4\text{He}$ va ${}^{11}\text{C}$ yadrolari bilan nurlantirish natijasida olingan stereofotografiyalardan foydalanildi. Bu nurlantirishlar seriyasida kameraning ishchi hajmida bir-biridan 93 mm masofada uchta tantal plastinkasi o'rnatilgan. Ularning o'lchami $(140 \times 70 \times 1) \text{ mm}^3$ [15-18].

Kameraning har bir sikli uchun fototasvirlar har biri uchtdan obyektivga ega bo'lgan "Russar-44B" rusumli ikkita fotoapparat yordamida olindi. Tasma kengligi 50 mm. Ob'yektivlardan olingan fototasvirlar birlamchi dasta yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan treklarni ko'rish va o'lchash uchun xizmat qiladi. Kameraning o'rtacha tekisligi uchun tasvirning masshtabi 13:1. Zarrachalar izining optik doimiylari va fazoviy koordi-natalari reper krestlar sistemasi yordamida tiklanadi. Kadrdagi ob'yektiv optik o'qlarining reper krestlarga nisbatan joylashuvi 2.1-rasmda ko'rsatilgan. Bu kattaliklarni olish uslubi [15-17] ishlarda bayon qilingan.

Zarrachalar izidagi birlamchi nuqta plastinka tashqarisidan olinadi. Bu plastinka ichida yuz bergan voqea nuqtasini aniqlash qiyinligi sabablidir. TPK-500 kamerasini nurlantirishda hosil bo'lgan ikkilamchi zarrachalarining parametrlarini o'lchashdagi xatoliklar [6-8] ishlarda atroflicha keltirilgan.

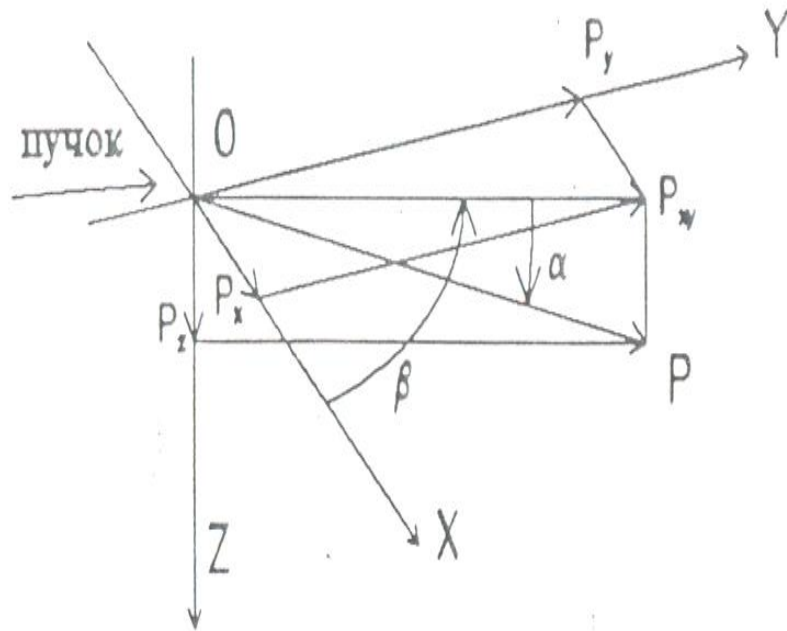
Kadrdagi kvazimostushuvchi nuqtalar koordinatalarini aniqlash prinsipi 6-rasmda keltirilgan. Kameraning katta oynalarida propan tomonidan 50 ta "ichki" reper kresti chizilgan. Kamera tubida o'rnatilgan dyuralyumin plastinkasida 59 ta krest chizilgan bo'lib, u kameraning ikkala qismini "tikish" vazifasini bajaradi (1.10-rasm).



1.10-rasm. Kadrdagi reper krestlarga nisbatan optiko'ning joylashishi.

Tantal plastinkalari kameraning birinchi yarmida joylashtirilgan. Kamera magnit maydoniga joylashtirilgan bo'lib, barcha nurlantirishlar jarayonida uning magnit maydoni kuchlanganligi 15 teslaga teng.

- DTPK-500 suyuq propan (C_3H_8) bilan to'ldirilgan, suyultirilgan propanning zichligi ($0,43 \pm 0,01$) g/cm^3 ga teng. Kameraning ishchi temperaturasi $65^\circ C$.



1.11-rasm. 2-metrli propanli pufakchali kameraning koordinata sistemasi

Kameraning zaryadlangan zarrachalarni qayd qilish hajmi ($210 \times 65 \times 43$) sm^3 .

Kameraning koordinata sistemasi 1.11-rasmda ko'rsatilgan.

Bundan tashqari fotoapparatni ushlab turuvchi oynalarda 6 tadan "tashqi" reper krestlari joylashgan. Yuqori energiyali o'zaro ta'sirlashuvlar yuz bergan voqealarni axtarish pufakchali kameradan tushirilgan fototasvirlarni proyeksion ko'ruv stollarida bevosita qarash orqali amalga oshiriladi. Bu stollarning o'lchami kamera o'lchamiga mos tushishi maqsadga muvofiqdir. Tasmadagi kadrlarni qarab chiqish asosan BPS-75 qarash-o'lchash stollarida hamda o'quv-laboratoriya ko'ruv stollarida (jumladan, SamDU yadro fizikasi kafedrasida o'quv laboratoriyalarida) bajariladi. Tanlab olib to'planilgan chizmalar va ma'lumotlar Birlashgan Yadro Tadqiqotlari Instituti (ByaTI) "Avtomatlashtirish va hisoblash texnikasi" laboratoriyasida va, shuningdek SamDU yadro fizikasi qoshidagi "Elementar zarralar fizikasi" ilmiy laboratoriyasida ilmiy xodimlar, aspirantlar hamda ilmiy tadqiqotchilar tomonidan amalga oshiriladi. Fototasmalarni qarashda ishchi kadr sifatida birlamchi treklar soni bo'yicha (yo'nalishi, egriligi, ionizatsiyasi hamda izdagi delta-elektronlar zichligi va h.k.larga ko'ra qo'yilgan ma'lum shartlarni qanoatlantiruvchi) qo'yilgan kriteriyalar bajarilgan kadrlar olinadi. Voqelarni ajratishda bir vaqtning o'zida (stereosnimkalar) fototasvirlarning 2 yoki 3 ta proyeksiyasi qaraladi. Fototas-virlarni qarash birlamchi zarrachalarning izi bo'yicha yagona prinsip bo'yicha olib boriladi:

- pufakchali kameraning ishchi hajmida birlamchi zarrachalar qayd qilinadi;
- birlamchi to'qnashuvda hosil bo'lgan barcha zaryadlangan zarrachalar ko'plamchiligi aniqlanadi;
- ikkilamchi zarrachalar zaryadining ishorasi bo'yicha ajratiladi va imkon boricha identifikatsiyalanadi;

- Birlamchi to'qnashlardan hosil bo'lgan neytral zarrachalar (γ , n , V , K va h.k.) qayd etiladi. Jumladan γ -kvantlar soni ($e e$) juftining konversiyasi orqali qayd etiladi agar yulduzcha va ($e e$) – juftini birlashtiruvchi chiziq elektron va pozitron treklari orasidan o'tsa. Tanlangan voqeadagi izlarning koordinatasi ByaTI dagi "PUOS" rusumli yarim avtomatik qurilmada o'lchanadi. Voqeaning fazoviy "manzarasi"ni tiklash uchun 2-metrli uchinchi proyeksiyadan ham foydalaniladi. Tantal plastinkasida yuz bergan voqealarni qayta ishlashda ikkilamchi zarrachalar izidagi birlamchi nuqta plastinka tashqarisidan olinadi. Bu plastinka ichida yuz bergan voqea nuqtasini aniqlash qiyinligi sabablidir. TPK-500 kamerasini nurlantirishda hosil bo'lgan ikkilamchi zarrachalarning parametrlarini o'lchashdagi xatoliklar [16-20] ishlarda atroflicha keltirilgan.

O'lchashlarning barcha uslubiy imkoniyatlarini hisobga oluvchi tuzatmalar olinadi. Birlamchi trek yo'nalishiga tuzatma bevosita $tg\alpha_1$ va β_1 burchaklarga kiritildi. Voqyealarning ugleroddagi va vodoroddagi elastic, difraksion o'zaro ta'sirlashuvlarga tegishli ekanligi voqea shapkasida maxsus vazn kiritish bilan belgilangan. Impulslari o'lchanmagan zarrachalarga va zarrachalarning yo'qotilishiga tuzatma hamda π^+ va protonlarga ajratish bilan bog'liq bo'lgan tuzatmalar mos keluvchi ikkilamchi trekka vazn sifatida kiritilgan. Bu ishda neytral zarrachalarning qayd qilish yeffektivligi tahlil qilinmaydi.

Barcha voqealar PK qattiq diskiga ketma-ket keluvchi binar fayllar ko'rinishida yozilgan. Yozuvda haqiqiy REAL(R) va butun INTEGER*4(I) sonlar uchraydi.