

прекрасните години в историята на физиката, години на блестящи творчески успехи и на тясно международно сътрудничество на учени от много страни. Ярکو описание на това време дава Роберт Опенхаймер — физик с огромна ерудиция и широка култура, „башата“ на американската атомна бомба, а по-късно един от най-големите противници на ядреното въоръжаване: „Представата ни за атомната физика, която наричаме квантова теория на атомните системи, се зароди в началото на нашия век и достигна до своето решение и синтез през двайсетте години. Това беше героично време. Развитието на тази теория не бе дело на отделни човек; тази работа обединяваше много учени от много страни, въпреки че от начало до край дълбоко творческият, остър и критичен дух на Нилс Бор направляваше цялото учение. Това беше период на упорита работа, преобразяваше лабораториите, на решаващи експерименти и смели начинания, период на много грешки и надеждни предположения. Това беше време на неофициални съобщения и спешно свикани конференции, на спорове, на критика и блестящи математически импровизации... За всички, в новите импулси в тази работа, това беше творческо време, а в новите изобретения се четеше и възторг, и ужас. Това време сигурно няма да бъде напълно отразено в историята, както при създаването на легендата за Едип или историята на Кромвел. Освен това таа област е тъй далеч от сферата на общочовешкия опит, че едва ли ще могат да бъдат написали истории.“

Тази област е твърд далеч от историк. Новата механика обясни по блестящ начин строежа на атома, даде молекулите, хвърли светлина върху стотиците експериментални данни за спектрите на химичните елементи, даде представа за прематематически апарат за предсказване на реални явления.

ПОЛОЖИТЕЛНИЯТ ЕЛЕКТРОН Е ОТКРИТ С ЛИСТ
И МОЛИВ НА МАСАТА НА ДИРАК!
ВСЕ ПАК ЕКСПЕРИМЕНТАТОРИТЕ КАЗВАТ
ТЕЖКАТА СИ ДУМА

Развитието на идеите в квантовата механика доведе до новите разбирания и във физиката на елементарните частици. През 1928 г. младият английски физик Пол Дирак в редица свои работи разработи релативистската квантова теория на електрона. Той предложи уравнение, което описва движението му по същия начин, както вторият закон на Нютон описва движението на класически, както вторият закон на

сическите частици. То даде прекрасни резултати, съвпадащи много точно с експерименталните данни. Пресметната бе фината структура на спектралните линии на водородния атом, от него следваха точните стойности за спина и магнитния момент на електрона. Но уравнението на Дирак показваше и още нещо — че съществува частица със същата маса както на електрона, но с противоположен заряд. На пръв поглед поради липса на експериментални данни за наличието на подобна частица (още повече, че в началото на века тя беше търсена дълго и неуспешно) това следствие можеше да се смята като недостатък на уравнението на Дирак. Такова бе мнението на бошинството физики и особено на експериментаторите, които ни и д-малко не насочиха своите усилия за търсенето на предсказаната от Дирак частица.

И въпреки това тя беше открита сравнително бързо. По това време беше вече започнало активното изследване и изучаване на космичните частици, навлизащи в земната атмосфера от космичното пространство — така наречените космични лъчи. Беше създадена апаратура и методика за наблюдаването им. Физичите фотографираха следите, които заредените частици от космичните лъчи оставяха в камерата на Уилсън. Регистрирането на частиците обаче не беше кой знае колко голям успех — много по-интересно беше да се потърси начин за изследване на свойствата им, за измерването на тяхната маса, енергия, електричен заряд. Това намери съветският физик Скобелцин — един от пионерите в изследването на космичните лъчи. Той за пръв път постави камерата на Уилсън в силно магнитно поле, в което заредените частици преминаващи през нея, се отклоняват. Тогава по кривините на траекторията от тях следа може да се съди за енергията им, по посоката, в която се отклоняват те — за знака на електричния им заряд, а по плътността на следата — за масата им. Сега възможността да се изучаването на космичните лъчи станаха значително по-лесни и не беше вече трудно от направените снимки да се получат необходимата информация.

В 1932 г. измежду получените многобройни фотографии от камерата на Калифорнийския технологически институт излезе една, която изглеждаше много странно. Чиято изследователският физик Карл Андерсън намери няколко, чиято интерпретация беше силно затруднена. Следите на вид бяха съществено по-различни от обикновените, често срещаша се електронни следи, но те бяха изградени от магнитното поле точно в противоположна посока. Може да се възможности: или това да са следи на положителни електрони, или на позитрони. Тези частици са електроните, близка до масата на електроните, но с противоположен заряд. Тези частици са на електрони, влизащи отдолу в камерата. С помощта на остроумно приспособление Андерсън получи едно-

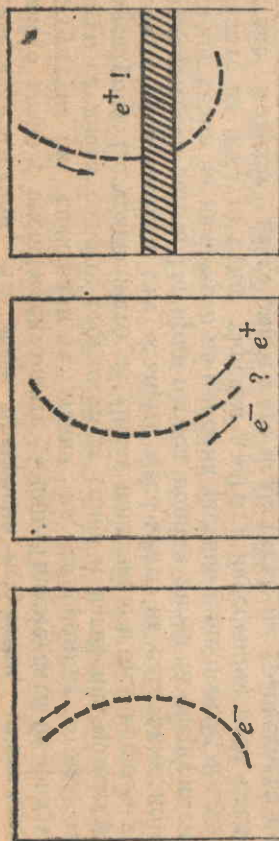
ОТКРИВАНЕТО НА ПАРТНЬОРА НА ПРОТОНА В АТОМНИТЕ ЯДРА — НЕУТРОНА

1932 г. беше изключително богата на важни открития във физиката. В Англия един от учениците на великия Ръдърфорд — Чадуик, откри неутрона — частица с маса, почти равна на масата на протона, но електрически неутрална. Това е частицата, която заедно с протона е основен градивен елемент на атомното ядро.

Търсенията на неутрална частица с маса, близка до масата на протона, започнаха още през 1920 г., когато Ръдърфорд предложи, че тя съществува. В своята лекция пред Кралското общество през 1920 г. Ръдърфорд каза: „При някои условия... електронът може да се съедини с ядрото на водорода по много по-лесен начин, образувайки своего рода неутрален дублет. Такъв атом има нови свойства. Неговото външно поле практически ще бъде равно на нула... и следователно той ще може да се движи свободно през веществото. Вероятно ще бъде трудно да бъде открито неговото присъствие.“ Веднага след това в лабораторията му бяха поставени опити за търсене на „трудноуловима“ частица. Но неуспешно.

Едва през 1930 г. в Германия Боте и Бекер откриха, че при облъчване на берилиева мишена с α -частици възниква силно проникващо лъчение. Те предположиха, че това са γ -лъчи с огромна енергия. През 1932 г. съпрузите Ирен и Фредерик Жолио-Кюри установиха, че това лъчение силно взаимодейства с поставена на пътя му парафинова плоча, като избива от нея голям брой протони, притежаващи висока скорост. Този факт трудно се съгласуваше с предположението, че тайнствените лъчи са γ -кванти, тъй като те би трябвало да пригелжават фантастична енергия, за да могат да придадат толкова голям импулс на избитите протони. За съжаление семейство Жолио-Кюри не успя да интерпретира правилно резултатите на така добре проведения опит и не прибави още едно откритие към своята блестяща научна дейност.

Откритието направи англичанинът Чадуик, който беше подготвен психически за съществуването на неутрона, тъй като вече беше участвувал в неуспешното му търсене при Ръдърфорд през двадесетте години. Обсъждайки опитите на Боте и Бекер в Германия и на Ирен и Фредерик Жолио във Франция, той каза: „Тези експериментални резултати е много трудно да бъдат обяснени въз основа на хипотезата, че излъчването на берилия е квантово излъчване, но те непосредствено следват от хипотезата, че то се състои от частици, които имат маса, приблизително равна на масата на протона, но нямат заряд.“ И наистина липсата на



Фиг. 2

Фиг. 3. Първата снимка на следа, оставена от позитрон, публикувана от Андерсън през 1932 г. в съобщението му за откриване на новата частица

значен отговор на възникналата дилема (фиг. 2). Вътре в камерата той постави оловна пластинка. Преминавайки през нея, частицата губи част от енергията си и тогава магнитното поле изкривява траекторията ѝ по-силно. Следователно частицата влиза в камерата от тази част на пластинката, от която следата ѝ е по-малка кривина. Оловната пластинка позволи на Андерсън еднозначно да твърди, че наблюдаваните от него следи са на положително заредени частици, и то с маса, близка до масата на електрона. Тези частици той нарече позитрони.

Няма да проследява се по-нататък интересната история на позитрона — ще се спрем само на едно от най-характерните му и както се оказа по-нататък, фундаментални за целия свят на елементарните частици свойства, а именно на начина му на взаимодействие с електрона. Щом се срещнат електрон и позитрон, те анниhilират, т. е. цялата енергия се превръща в енергията на два γ -кванта. Наблюдава се и обратното явление — γ -кванти с достатъчно висока енергия спонтанно раждат двойка електрон — позитрон. Именно поради това си свойство позитронът се нарича античастица на електрона.

Уравнението на Дирак може да служи и за описание на протона. Тогава от него по същия начин следва, че и протонът трябва да има античастица — антипротон. По подобен начин теорията показва, че всяка частица притежава и античастица. По-късните експериментални данни потвърдиха това предположение по блестящ начин.

електричен заряд у неутрона веднага обяснява значителната му прониквателна способност, а сравнително голямата му маса — високата скорост на избитите от него протони.

Цадуик пръв измери и масата на неутрона, използвайки прости теоретични съображения и поставяйки сравнително лесно осъществим експеримент.

СПАСИТЕЛЯТ НА ЗАКОНА ЗА ЗАПАЗВАНЕ НА ЕНЕРГИЯТА — НЕУЛОВИМОТО НЕУТРИНО

Неутронът притежава свойство, което нито една от открилите дотогава частици няма, а именно не е стабилен — разпада се на електрон и протон. Подобна нестабилност се наблюдава и при някои ядра — те изпускат електрон и увеличават заряда си с единица. Това е така нареченото β -разпадане. Именно с β -разпадането е свързано и откриването на още една елементарна частица — неутрино. β -разпадането има някои особености, чието обяснение влизаше в конфликт с най-основните закони на физиката — законите за запазването на енергията, импулса и ъгловия момент. Най-труден за разбиране беше енергичният спектър на електроните, отделили се при β -разпадането. Нека най-напред с две думи да обясним какво значи енергичен спектър на дадени частици. Грубо казано, спектър това е броят на частиците като функция на тяхната енергия. Спектърът може да бъде дискретен, когато частиците, които наблюдаваме, имат само някои точно определени енергии, и непрекъснат, когато те могат да приемат всички възможни енергии в даден интервал. При β -разпадането енергичният спектър на електроните е непрекъснат, а от гледна точка на квантовата механика отделените електрони би трябвало да притежават точно определена енергия. (Така например в случая на α -разпадане отделените α -частици имат винаги една и съща енергия, характерна за всяко α -радиоактивно ядро (вж. фиг. 4).)

На пръв поглед при β -разпадането се нарушава законът за запазване на енергията. Щателните измервания на енергията на ядрото преди разпадането показват, че тя не е равна на сумата от енергиите на новополученото ядро и на отделения електрон. Равенство се получава само тогава, когато за енергията се вземе нейната максимална стойност.

За да се намери изход от това положение, бяха създадени няколко хипотези. На първо място беше предположено, че излъчените електрони имат точно определена енергия $E = E_{\max}$, но по пътя си до регистриращия уред губят част от нея при сблъсквания



фиг. 4. а) Енергичният спектър на α -частиците при α -разпадане на ядрата е дискретен. Наблюдаваните α -частици притежават точно определена енергия.
б) Енергичният спектър на електроните при β -разпадане на ядрата е непрекъснат. Наблюдаваните електрони могат да имат всички енергии в интервала от 0 до $E_{\max}$

със съседни електрони и атоми. За да проверят това предположение, през 1927 г. Елис и Вустер направиха много прецизен калориметричен опит за измерване на пълната енергия, отделена при β -разпадането. Енергията на частиците се поглъща от дебелистени на оловен съд, в който се намира радиоактивният източник и който от своя страна бе поставен в прецизен калориметър. Ако предположението беше вярно, трябваше да се получи, че средната енергия на отделените електрони е $E = E_{\max}$, но опитът показа, че $E = 0,33 E_{\max}$ или приблизително толкова, колкото е средната енергия на електроните, пресметната от енергичния им спектър. След тези опити някои физици, между които и Нилс Бор, вече произнасяха смъртната присъда над закона за запазване на енергията. Преди обаче тя да бъде произнесена окончателно, шведският физик Волфганг Паули предложи друга радикална хипотеза, която спасяваше фундаменталния закон и обясняваше всички известни факти по β -разпадането. Той предположи, че заедно с електрона ядрото изпуска и една още неизвестна неутрална частица с много малка маса. Малко по-късно италианецът Енрико Ферми я „кръсти“ неутрино, което на италиански е умалително от неутрон — „мъничък неутрон“. Така отново енергията се запазва, защото при видно недостигащата ѝ част се поема от неутрино. Уредите обаче не могат да го уловят, защото то има огромна прониквателна способност. Така законите за запазване бяха спасени с въвеждането на невидимото и неуловимо неутрино. Скоро то така дълбоко навлезе в теоретичните разглеждания на физиците, че почти никой не се съмняваше в неговото съществуване, въпреки

че дълго време експериментите по прякото му наблюдение бяха неуспешни. Все пак от тях имаше известна полза — беше получена представа за степента на взаимодействие на неутрино с веществото, която се оказа просто нищожно малка — неутрино може да премине средно около 10^{20} m през среда с плътност, равна на плътността на Земята, преди да взаимодействува с някое ядро. Колко е голяма тази цифра, можем да си представим, като имаме пред вид, че диаметърът на Земята е едва 10^7 m, а 10^{20} m е диаметърът на десет хиляди милиарда „Земи“, поставени една до друга. Беше ясно, че за да се проведе успешно опит, ще бъде необходим мощен сноп от неутрино частици, какъвто стана възможно да бъде получен едва през петдесетте години, когато бяха построени първите големи ядрени реактори.

Преди да разкажем как беше открито неутрино, нека си изясним какво означава да се наблюдава пряко то или въобще някоя елементарна частица. Това означава под нейно действие да осъществим реакция, чиито продукти можем да наблюдаваме с помощта на нашите уреди. Идентифицирането на отделните частици става, като фиксираме протичането на определен тип реакции, характерни само за тях. Пита се какъв е най-характерният тип реакция на неутрино с веществото, чието идентифициране ще ни даде възможност еднозначно да кажем, че тя е предизвикана именно от него.

Неутрино се получава в резултат на β -разпадане на ядра. Нека като пример за β -разпадане да разгледаме β -разпадането на неутрона:



Както показаха още преди Втората световна война Боте и Бекер, теоретически възможен процес, предизвикан от неутрино, може да бъде процес, обратен на β -разпадането. За случая, който разглеждаме, този процес е



Може да протече още и следната реакция — неутрино да взаимодействува с неутрона



На това място възниква въпросът, дали неутрино тъждествено съвпада със своята античастица — антинеутрино, както фотонът е античастица сам на себе си, или пък неутрино и антинеутрино са съществено различни частици. Нека допуснем, че не

утрино ν и антинеутрино $\bar{\nu}$ са различни. Тогава в реакцията (1) се оказва, че трябва да участва антинеутрино



а в реакция (2) — неутрино



Реакции от следния тип



ще бъдат забранени. Ако неутрино и антинеутрино са идентични, оказва се, че ще се наблюдават едновременно (предизвикани от един и същ тип неутрино) (1') и (1''), както (2') и (2''). Тогава опитите за откриване на неутрино и за решаване на въпроса за идентични ли са, или не неутрино и антинеутрино, е удобно да бъдат поставени едновременно. Идеята е да се използва един и същ мощен източник, напр. на антинеутрино, и да се търсят реакции от типа (1') и (2''). Тогава, ако се наблюдават и двете реакции, неутрино и антинеутрино са идентични, тъй като то (2'') би трябвало да се предизвиква от неутрино, а не от антинеутрино. Ако пък се наблюдава само реакцията (1'), а (2'') не се наблюдава, неутрино и антинеутрино са очевидно съществено различни. Опитите за търсене на реакциите (1') и (2''), предизвикани от потока антинеутрино на ядрения реактор в Савана-Ривър (САЩ), бяха извършени през 1956 г. от две групи американски физики и твърдо доказаха, че антинеутрино съществува и не е тъждествено с неутрино.

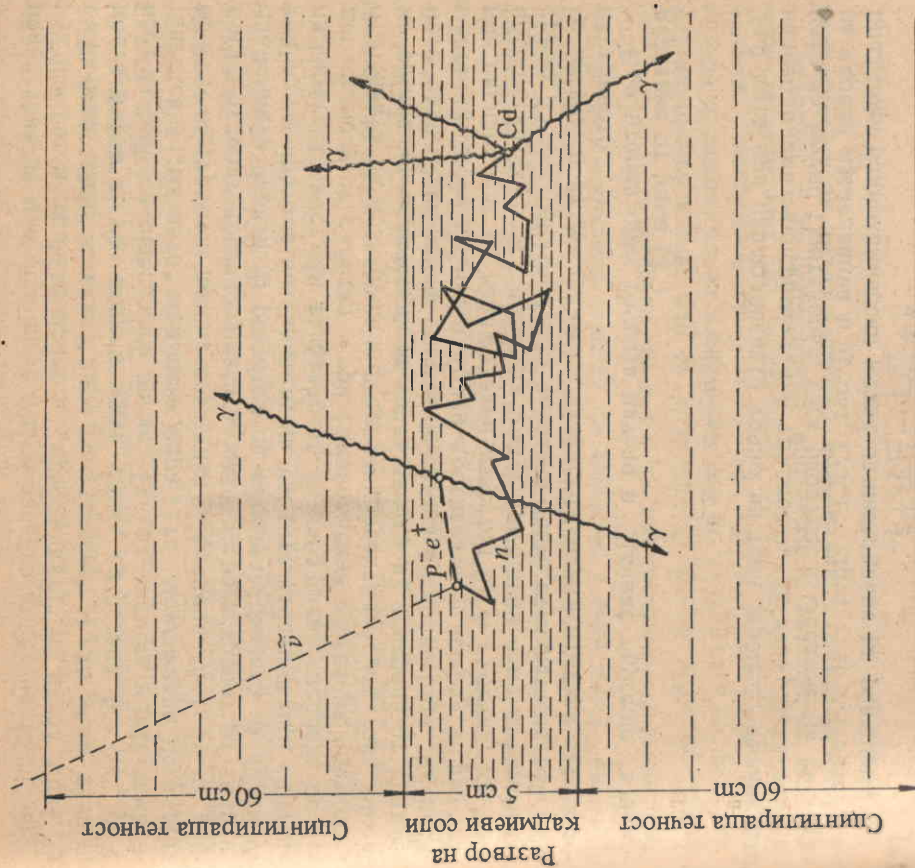
Преди обаче да разкажем по-подробно за тези прекрасни експерименти, ще бъде добре да обясним как ядреният реактор създава мощен поток от антинеутрино и защо мощността на реактора е особено необходима. В реактора става делението на урана при което се образуват по-леки ядра, голяма част от които са радиоактивни и изпускат електрони и антинеутрина. По груби изчисления (точни данни не са известни) реакторът в Савана-Ривър излъчва една секунда около 10^{18} антинеутрина. Но защо е необходимо толкова огромна плътност на потока им? Защо неутрино е „неуловимо“, защото може средно да премине 10^{20} m, без да взаимодейства с веществото. Ние подчертахме думичката „средно“, защото и тук тя има съществено значение. Наистига около 1% от неутрината изминават огромен път, без да се сблъскат с

някое ядро, има и такива, които изминават значително по-големи разстояния, без да срещнат нищо, а ще има и някакъв невъобразимо нищожен процент, които ще взаимодействуват още на първия метър след раждането си. Именно такива извънредно редки събития ние се стремим да уловим и колкото повече неутрони на минат през нашата апаратура, толкова е по-голяма вероятността да „хванем“ някое от тях. Погледът, излъчван от реактора в Савана-Ривър, се оказа достатъчен.

Първата група експериментатори се ръководеше от Райнес и Коуен от Лос Аламоската лаборатория, а втората — от Раймонд Дейвис от Брукхайвънската национална лаборатория.

Идеята на групата на Райнес и Коуен беше да се наблюдава реакция ($1'$), като се установи нейното протичане по продуктите от разпадането й — позитрона и неутрона.

Основната част от експерименталната постановка е регистриращото устройство, което има структурата на сандвич. Ролята на „хляба“ се изпълнява от два съда, дебели около 60 cm, пълни със сцинтилираща течност, между които е „маслото“ — вода с разтворени в нея кадмиеви соли, поставени в съд с дебелина около 5 cm. Опитът на Райнес и Коуен беше първият от серията опити във физиката на елементарните частици, при които се използва уникална по своите размери апаратура. Така например докато в по-старите опити сцинтилиращите броячи не съдържаша повече от няколко литра сцинтилираща течност, в опита на Райнес и Коуен бяха използвани около 12 t и беше пусната в ход невероятно много мощна електронна апаратура. Беше преценено, че средно всеки 20 min антинеутрино от реактора ще взаимодейства с протон от „маслото“ на поставения в стените на защитата му „сандвич“. В резултат на взаимодействието ще се получат позитрон и неутрон. Позитронът по своя път ще йонизира атомите и излъчената от тях светлина ще бъде първият сигнал за присъствието на антинеутрино-частицата. След около една стотна част от милиардната на секундата, едва изминала няколко сантиметра в „маслото“, позитронът спира и моментално анихилира с някой електрон. При това се излъчва два γ -кванта в противоположни посоки, чиито енергии са равни точно на $m_e c^2$ (т.е. масата на електрона). От своя страна γ -квантите се регистрират в двете „фили“ — сцинтилаторите. Следователно образуването на позитрон във водата се известява почти едновременно с три знака — едно светване при йонизацията и две изсветвания с точно определени енергии, причинени от излъчените анихилиращи γ -кванти. Междувременно неутронът се движи значително бавно из течността, като често се блъска в ядрото и съ-



Фиг. 5. Антинеутриното γ взаимодействие с протона p , в резултат на което се образуват неутрон n и позитрон e^+ . Позитронът анихилира, като при това се отделят два γ -кванта, които едновременно се регистрират от сцинтилационните броячи. Неутронът бавно „блуждае“ из течността, докато се захване от някое ядрено ядро, което при това изпуска няколко γ -кванта, чието регистриране става след около 10^{-6} s от регистрирането на γ -квантите от анихилицията на позитрона

що тъй често хаотично променя посоката си, докато след около десет милионни от секундата (100 000 пъти по-дълго време в сравнение с времето от раждането до анихилирането на позитрона)

вследствие на многобройните удари загубва кинетичната си енергия и е готов да бъде приет в „прегръдките“ на някоя ядро. За съжаление обаче не всяко ядро го „харесва“ и ако няма такова, което бързо да го погълне, той може да остане, без да даде вест за себе си още дълго време. Тук на помощ идват намръщаваните се в „маслото“ кадмиеви ядра — те моментално поглъщат бавните неутрони и правят това така „емоционално“, че от „радиацията“ отделят няколко γ -кванта, които се регистрират от сцинтилационните броячи. В резултат на взаимодействието на антинеутрино с протона по екраните на уредите, наблюдаващи сцинтилационната течност, би трябвало да се наблюдава следната последователност от събития — три едновременно светвания, причинени от появата на позитрона, и десет микросекунди след това няколко светвания, вследствие на поглъщането на неутрона от кадмиевото ядро. След много шателен анализ на получените експериментални данни Райнес и Коуен достигнаха до извода, че при техния експеримент са наблюдавани известен брой събития, които с абсолютна сигурност могат да бъдат причинени само от антинеутрино. И така опитно беше доказано съществуването на тъй дълго бяхащата от погледа на физиците-експериментатори частица — неутрино.

Във втория опит групата начело с Дейвис търсеше взаимодвижение от типа (2'')



Тъй като при наблюдаването точно на този процес възникваха непреодолими експериментални трудности, те извършиха опит по идея на Бруно Понтекорво, сега работещ в Обединения институт за ядрени изследвания в Дубна, СССР. През 1946 г. Понтекорво предложи радиохимически метод за изследване на реакцията



Алварец в САЩ подробно изследва възможността за такъв експеримент и даде методика за провеждането му.

За пръв път опитът беше проведен от Дейвис през 1955 г. с реактора в Брукхайвън, но неуспешно. На следващата година той постави опита си едновременно с опитите на Райнес и Коуен в реактора в Савана-Ривър. Опитът на Дейвис е много интересен и благодарен от психологическа гледна точка. В голямото си мнозинство важните физични опити трябва да отговарят на някакъв въпрос с „да“ или „не“. Експериментаторите обикновено с негърпение очакват положителния резултат — тогава тяхната ра-

бота е дала плодове, а ако той е отрицателен, това означава много загубени средства, време и голямо огорчение за тези, които с такава вяра и надежда са работили. При опита на Дейвис нещата стояха далеч по-сложно, — и положителният, и отрицателният резултат имаха важно значение. Ако се наблюдаваше реакцията (3), доказваше се още веднаж в пряк опит съществуването на неутрино, а освен това и пълната еквивалентност между него и антинеутрино. Ако пък покажеха с достатъчна достоверност, че такава реакция не се наблюдава, можеше със сигурност да се твърди, че неутрино и антинеутрино са различни. Докато опитите на Райнес и Коуен по своята методика и начин на провеждане бяха върх на физическия експеримент, опитите на Дейвис бяха върх на майсторството при правене на химически експеримент.

Два съда, всеки с обем 1,4 m³, поставени в най-ниската част на реактора, били изпълнени с тетрафлорометан CCl₄. Течността била очистена от всякакви следи на радиоактивния изотоп на аргон ³⁷Ar чрез внимателното й продухване с хелий. След това в продължение на няколко дни била експонирана вътре в реактора.

През това време, ако реакцията (3) протича, в съдовете би трябвало да се натрупа известно, макар и много малко, количество от ³⁷Ar. След това с помощта на сложни физикохимични методи бил извлечен намиращият се в тях радиоактивен изотоп ³⁷Ar.

Използуваните методи гарантирали, че ако има и най-малки следи от аргон в съдовете, те са извлечени и се съдържат в получената на края малка проба. Измерена била внимателно радиоактивността на пробата и се установило, че тя е нула и следователно очакваната реакция при облъчването не е протекла.

Резултатът от опитите беше отрицателен, но те установиха нещо изключително важно — че $\bar{\nu} \neq \bar{\nu}$.

ТЕОРЕТИКЪТ ЮКАВА ПРЕДСКАЗВА НОВИ ЧАСТИЦИ. ЗА ДА ОБЯСНИ ЯДРЕНИТЕ СИЛИ

Разказвайки за откриването на неутрино, ние направихме голям скок във времето. Нека сега се върнем отново към тридесетте години.

За да можем да разберем последователните събития, ще се спрем накратко върху същността на квантовата теория на електромагнитното взаимодействие. Тя хвърли нова светлина върху разбирането на понятието електромагнитно поле и, колкото и чуд-

ващо да звучи, го направи да изглежда по-конкретно, а не тъй абстрактно, както по времето на Максвел. Нашата представа за електромагнитното взаимодействие в микросвета е основана върху механизма на обмен на т. нар. виртуални фотони между взаимодействащите системи. Нека на първо време не употребяваме прилагателното виртуални, а говорим само за фотони. Да разгледаме взаимодействието на два неподвижни електрона. Квантовата електродинамика ни дава следната картина за неговото съществяване: единият електрон изпуска фотон, който се поглъща от втория електрон, който пък от своя страна е изпуснал фотон, погълнат от първия, и т. н. Образно казано, двата електрона си подхвърлят непрекъснато фотони. Обаче лесно се вижда, че подобен фотонен обмен противоречи на закона за запазване на енергията. И наистина процесът

$$e^- \rightarrow e^- + \gamma$$

не е възможен от енергетична гледна точка при неподвижни електрони, защото енергията от лявата страна е $E_1 = mc^2$, а от дясната е $E_2 = E_e + E_\gamma = mc^2 + h\nu$. Това означава, че такъв процес на обмен е ненаблюдаем и именно за това се нарича виртуален, а фотоните, участващи в предаването на взаимодействието — виртуални. Възможността за съществуването на виртуални процеси и частици следва от съотношенията за неопределеност на Хайзенберг и по-специално от това съотношение, съгласно което произведението на времето за съществуване на дадено състояние по неопределеността в измерването на неговата енергия е от порядъка на $\hbar$:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar. \quad (4)$$

Следователно, ако дадено състояние съществува много кратко време, неговата енергия е неопределена и може да варира в толкова по-голям интервал, колкото е по-кратко времето. За да приемим точно закона за запазване на енергията, трябва да можем да измерим точно енергията в началото и в крайното състояние на системата, но за това ще ни е необходимо съгласно с (4) твърде дълго време. Следователно за системи, живеещи нищожно кратко време, каквато е например електронът, изпускащ и поглътящ виртуален фотон, може да се смята, че законът за запазване на енергията няма смисъл поради това, че принципно той не може да бъде проверен. Виртуалните фотони са ненаблюдаеми. Това е много добре обяснено от съветския физик Новожолов в книгата му „Елементарни частици“. Ще си позволим да цитираме една негова мисъл: „Нека предположим, че електрон е излъчил

виртуален фотон с енергия $\hbar\nu$. Тогава отклонението от закона за запазване на енергията ще бъде $\Delta E = \hbar\nu$. От съотношението за неопределеност следва, че такава състояние не може да съществува по-дълго от $\Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E}$. Ако искаме да наблюдаваме този виртуален преход, необходим ни е уред, фиксиращ присъствието на фотона в интервал от време Δt_0 , по-малък от $\Delta t: \Delta t_0 < \Delta t$. Но наблюдаването на прехода за време Δt_0 води до неопределеност в енергията $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\Delta t_0}$, а тази величина е по-голяма от енергията на виртуалния фотон. С други думи, при това наблюдение може да придадем на електрона точно такава енергия, каквато е необходима за излъчването на реален фотон $\hbar\nu$.

През трийсетте години освен електромагнитните сили на физиките станаха известни и ядрените сили на взаимодействие, които свързват неутроните и протоните в ядрото. Ядрените взаимодействия за разлика от електромагнитните протичат много по-интензивно, но само ако разстоянието между взаимодействащите частици е по-малко от $R \approx 10^{-15}$ m (радиусът на действието на електромагнитните сили е безкрайно голям). Съветският физик, лауреат на Нобелова премия, Игор Евгениевич Там през 1934 г. първоначално предложи, че ядрените сили, както и електромагнитните имат обменен характер, т. е. взаимодействията се осъществяват посредством обмен на някаква виртуална частица, която, както той показва, трябва да е различна от фотона, електрона и неутрино. На следващата година младият двадесет и шест годишен японец Хидеки Юкава, развивайки идеята на Там, предположи, че носителите им са частици с маса на покой над 200 пъти по-голяма от масата на електрона. Картината на взаимодействието е съвременно същата — протоните и неутроните си взаимодействуват посредством непрекъснат обмен на частиците на Юкава. Разсъжденията му могат да се илюстрират добре с помощта на съотношението за неопределеност. Нека предположим, че масата на посредниците на ядрените взаимодействия е m . Тогава, за да е възможно взаимодействие между два нуклона*, неопределеността в енергията им трябва да е по-голяма или най-много равна на енергията на покой на носителя $\Delta E = mc^2$. Времето за съществуване на състоянието с такава неопределеност в енергията може да бъде най-много равно на $\Delta t = \frac{h}{\Delta E} = \frac{h}{mc^2}$. Радиусът на действие на силите, пренасяни от частиците с маса m , ще бъде равен на максимално разстояние, което може да бъде изминато за това време, т. е. $r = c \Delta t = \frac{h}{mc}$.

* Нуклон е събирателно понятие, означаващо протон или неутрон.

сималното разстояние, което те могат да изминат за време $\Delta t = \frac{h}{mc^2} - R = c\Delta t = \frac{h}{mc}$, когато се движат с най-голямата възможна скорост — скоростта на светлината. След като познаваме R , c и h ($R \approx 1,4 \cdot 10^{-15}$ m), можем да пресметнем m :

$$m = \frac{h}{Rc} = 2,4 \cdot 4 \cdot 10^{-34} \text{ kg}$$

и като имаме пред вид, че масата на електрона е $9,10 \cdot 10^{-32} \text{ kg}$, получаваме

$$m \approx 270 m_e$$

Това всъщност е и резултатът на Юкава, предвидяването, че съществуват частици, които осъществяват ядрените сили и имат приблизително 270 пъти по-голяма маса от масата на електрона.

γ-МЕЗОНИТЕ НЕ СА ЧАСТИЦИТЕ НА ЮКАВА. НАЙ-СЕТНЕ π-МЕЗОНИТЕ СА ОТКРИТИ

Въпросът, който трябваше да бъде разрешен, е къде и как да се търсят частиците на Юкава. Те съществуват виртуално във всяко ядро и следователно, ако на ядрото се придаде енергия $E < m_{\pi} c^2$, където m_{π} е масата им, виртуалната частица ще може да се превърне в реална и да бъде наблюдавана. Но изкуството да се придаде енергия, по-голяма от 100–150 MeV, беше съвсем невъзможно със съществуващите по това време ускорители. Можеше да се разчита единствено на естествени източници на частици с такива енергии, които да послужат като снаряди за бомбардирането на ядрата и при сблъскването си с тях да извият частиците на Юкава. Такъв естествен източник на високоенергетични „снаряди“ бяха космичните лъчи. Като се изследват реакциите, предизвикани от ударите на частиците, идващи от Космоса, с ядрата на атомите в земната атмосфера, имаше надежда да бъдат открити предвидените от Хидеки Юкава частици.

И наистина по време на много трудни експерименти с космичните лъчи през периода 1936—1937 г. Андерсън и Недермайер, от една страна, и Стрит и Стивенсън, от друга, в САЩ откриха неизвестни досега положително и отрицателно заредени частици с маса, близка до масата на хипотетичната частица на Юкава. Те ги нарекоха „мезотрони“, което произлиза от гръцката дума „мезо“, означаваща междинен — масата на мезотроните беше междинна между масата на електрона и на нуклона. По-късно индийският физик Баба предложи съкратено название „мезон“, кое-

то днес е общоприето. Откритието от Андерсън и Недермайер частици получиха името μ -мезони. По маса те приличат на частиците, носители на ядрените сили, но те трябваше да притежават и едно друго свойство — да взаимодействуват много силно с ядрата и да бъдат нестабилни. Това, че те са нестабилни, бе установено бързо и разпадането им е

$$\mu^{\pm} = e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$$

За съжаление обаче от самото начало почти беше ясно, че μ -мезоните не взаимодействуват силно с ядрата, тъй като пробегът им в дебели слоеве вещество беше много голям и почти винаги се наблюдаваше тяхното спонтанно разпадане, а не захващането им. За да проверят доколко μ -мезоните взаимодействуват с ядрата, Конверси, Панини и Пичиони поставиха през 1947 г. редица опити, в резултат на които се изясни, че взаимодействието им е 10^3 пъти по-слабо, отколкото се е очаквало за мезоните на Юкава. Отново трудност! За да я преодолеят, японските учени Саката и Иноу и американците Бете и Маршак предположиха, че μ -мезоните не са идентични с мезоните на Юкава, които трябва да имат малко по-голяма маса.

Само няколко седмици след отпечатване на статиите им Пауел и Окиалини в Англия съобщиха за откриването на нов тип мезони с маса 276 m_e , които се разпадат бързо на μ -мезони и неутрина. Новооткритите мезони бяха наречени τ -мезони. Разпадането им протича по следната схема:

$$\begin{aligned} \pi^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu \\ &\downarrow \\ &e^{\pm} + \nu + \bar{\nu} \end{aligned}$$

Подробното изследване на свойствата на τ -мезоните доказа, че именно те са частиците, предсказани от Юкава, и че те са носителите на ядреното взаимодействие. Предсказаният от теорията неутрален τ -мезон беше открит малко по-късно — през 1950 г., от Бьорглунд, Крендел, Мойер и Йорг в Калифорнийския университет по характерното му разпадане на два γ -кванта с необходимата енергия.

Така с откриването на τ -мезоните беше завършен важен етап в изследването на физиката на елементарните частици. Структурните елементи на атомите и ядрата — електроните, протоните и неутроните, бяха добре установени. Бяха открити също и квантите на взаимодействията, имащи значение за микросвета, фотоните и τ -мезоните. Неутриното спаси законите за запазване на енергията,

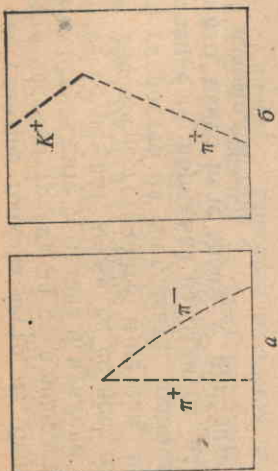
импулса и на ъгловия момент. Беше открит позитронът — анти-частицата на електрона, всички бяха сигурни, че откриването на антинеутрона и антипротона е само въпрос на време — затова беше необходимо да се построи ускорител на протони с енергия над 5 GeV. Имаше една „малка“ неяснота — каква е ролята на μ -мезона и защо той съществува, но се предполагаше, че това скоро ще стане ясно. Грубите линии на картината като че ли се бяха очертали, оставаше да се доизлипат детайлите.

НАХЛУВАНЕТО НА СТРАННИТЕ ЧАСТИЦИ. ВСЕ ПАК ТЕ НЕ СА ТОЛКОВА „СТРАННИ“

Скоро обаче природата даде да се разбере, че тя съвсем не е тъй проста, както някои от физиците си я представяха, и че са необходими още много и много интелектуални и материални усилия, за да се надникне в съкровените ѝ тайни. Следващите десет години показва това твърде ясно. През този период списъкът на елементарните частици се попълни с още десет, които за удобство ще изброим още в самото начало. На първо място беше добре установена групата на K -мезоните, състоящи се от два дублета: K^+ - и K^0 -мезоните в единия, и K^- и $\bar{K}^0$ — в другия дублет. Масата и на четирите частици е около 965 електронни маси. Бяха открити и т. нар. хиперони — частици с маса, по-голяма от масата на нуклоните. Семейството на хипероните се състои от един Λ^0 -хиперон с маса 2182, три Σ -хиперона с електричен заряд 1, -1 и 0 и с маса около 2333 и два каскадни или Ξ -хиперона със заряди -1 и 0 и маса около 2580.

За повечето частици от тези две големи групи не може да се каже от кого са били открити. Данни за всяка една от тях са получавани от различни групи учени от много страни. Поради трудности при интерпретирането им не винаги измерванията на техните характеристики бяха точни, търпяха често корекции, като се оказа даже, че част от „откритите“ частици не съществуват. Все пак първите данни за частици с маса между масата на π -мезоните и нуклоните може да се каже, че бяха получени още през 1944 г. във Франция от Лепренс-Ринге и Ларетие с помощта на Уилсъновата камера. Три години по-късно англичаните Робърт Честер и Бътлър в Манчестерския университет при облъчване на Уилсънова камера с космични лъчи получиха два типа снимки, които са показани на фиг. 6.

Двете следи на фиг. 6, а (на два противоположно заредени π -мезона) са продукти от разпадането на някаква неутрална частица с маса между 800 и 1200 електронни маси. По-късно та-



Фиг. 6

зи частица беше идентифицирана с K^0 -мезона. Първата следа на втората снимка съответствува на заредена частица с маса около $1000 m_e$, която в камерата се разпада на зареден π -мезон (втората следа) и на една или повече неутрални частици, които следи не се виждат. Намерената тук неизвестна частица сега се нарича K^+ -мезон. В следващите години бяха получени огромен брой снимки от горните два типа, които упорито и внимателно се изучаваха. На снимка от типа б, а беше открит Λ -хиперонът, който се разпада на протон и π -мезон. 1953 г. беше годината, през която в големия ускорител-космотрон в Брукхайвън — САЩ, за първи път изкуствено бяха получени тежки частици — K -мезони при бомбардирането на мишена от мед с протони с енергия над 2 GeV или пък при бомбардировка на протони с π -мезони.

Нагрупването на повече и по-точен експериментален материал даде на теоретичите огромен брой едва ли не неразрешими задачи, свързани с обяснението на свойствата на новите частици. Те притежаваха две особени и твърде странни качества, които като че ли бяха в противоречие с всички известни досега закономерности. Поради това и физиците в изблик на остроумие и предизвикателство към природата ги нарекоха „странни“ частици. Веселото название доби популярност. Терминът „странни“ частици престана да се пише в кавички и под него разбираха съвкупността на хипероните и K -мезоните.

Кои бяха тези две толкова странни свойства? Беше показано, че странните частици се раждат с голяма вероятност при сблъсквания на ядрено взаимодействащите π -мезони и нуклони*. В космичните лъчи и в ускорителите се наблюдаваха реакции от следния тип:



* Отсега нататък вместо ядрено взаимодействие ще употребяваме термина следно взаимодействие.

Това ставаше толкова често, че беше почти очевидно, че странните частици трябва да се причислят към класата на силно взаимодействащите π -мезони и нуклони. Характерното време, за което те се раждат, може да се пресметне, като се има пред вид, че високоенергетичните π -мезони, летящи със скорост, близка до скоростта на светлината, взаимодействуват с протона на разстояние от порядъка на радиуса на действие на ядрените сили, който, както вече знаем, е приблизително 10^{-15} m. Но времето на взаимодействие е

$$t_{\text{вз}} = \frac{s}{v} \sim \frac{10^{-15}}{10^8} s = 10^{-23} s.$$

Такова е приблизително и времето, за което се раждат странните частици. От друга страна, Δ^0 -хиперонът се разпада също на силно взаимодействащи частици:

$$\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-.$$

На пръв поглед времето му на живот също би трябвало да е от порядъка на 10^{-23} s, след като в разпадането участвуват само частици, за които е характерно именно това време на взаимодействие. Всъщност обаче средното време на разпадане на Δ^0 -частицата е много голямо в сравнение с него — то е приблизително равно на 10^{-10} s или разпадането става 10^{-13} пъти по-бавно. Различава се по-голяма от разликата между времето, от началото на съществуването на Земята (около десет милиарда години) и времето за един човешки живот. Много „странно“ несъвпадение между очакванията и действителността!

Съществуваха и друга главоблъсканица. В експериментите не се наблюдават реакции на раждане, в които се появява само една страна частица, а винаги раждането става на двойки, докато предварителните пресметания показват, че енергетично е по-изгодно и по-вероятно при такива процеси да се наблюдава едната, а не повече „странни“ частици. Да, положението ставаше наистина объркано и неразбираемо.

През 1953 г. двама млади физици — двадесет и три годишният американец Мъррей Гел-Ман и двадесет и шест годишният японец Казихико Нишиджима лишиха от пряко съдържание термин „странност“.

За да илюстрираме разсъжденията им, ще си послужим с пример, който на пръв поглед няма нищо общо със странните частици. Да се опитаме да отговорим на въпроса, защо електронът е стабилен. Разпадането му на частици с по-малка маса е енергетически изгодно, още повече, че такива съществуват — фо-

тонът и неутрино. Но защо електронът не се разпада на фотон и неутрон? Всеки би отговорил бързо на този въпрос — подобно разпадане е забранено от закона за запазване на електричния заряд — при някоя реакция той не може да изчезва или да променя своята стойност. Тогава възниква веднага идеята, че забраната на единичното раждане на странните частици е ограждение на някакъв закон за запазване. Гел-Ман и Нишиджима предположиха, че при силните взаимодействия се запазва величина, подобна на електричния заряд, която те нарекоха странност. За всички частици, открити преди странните, тя имаше стойност нула, за K^+ и K^0 -мезоните е -1 , за K^- и $\bar{K}^0$ -мезоните, както и за Λ и Σ -хипероните е -1 , за каскадните хиперони е -2 . Тогава веднага се вижда, че единичното раждане е забранено, тъй като странността на раждащите частици (π -мезони и нуклони) е нула, а на родената не е, т. е. при подобен силен процес странността не се запазва и следователно той е невъзможен. По този начин втората от двете трудности беше напълно отстранена.

Сега оставаше да се обясни противоречието между краткото време на раждане и в сравнение с него огромното време на разпадане. Времето на разпадане на странните частици е от същия порядък, както и времето на разпадане на другите силно взаимодействащи частици — π -мезоните. Естествено е да се предположи, че това се дължи на едно и също взаимодействие, примерно 10^{13} пъти по-слабо от силното. Това взаимодействие е слабото взаимодействие. Но от схемите на разпадането, например от $\Delta^0 \rightarrow p + \pi^-$ следва, че при слабите взаимодействия странността не се запазва. Именно това е ключът към разбирането на противоречието. Гел-Ман и Нишиджима постулираха, че законът за запазване на странността е точен само при силните взаимодействия (с това се забранява бързото разпадане на странните частици), а не е в сила за слабите взаимодействия (така пък се обясняваше защо все пак те се разпадат и защо това става толкова бавно). Даже и с помощта на слабите взаимодействия странността не може да се измени за едно разпадане с повече от единица. Така например каскадният хиперон, чиято странност е -2 , не може да се разпадне на частици със странност 0, а само на частици, от които една има странност -1 .

И така, с въвеждането на странността се получи ред в систематиката на елементарните частици и в разбирането на техните свойства. Вече беше ясно, че в света на частиците има три основни взаимодействия — силните, проявяващи се в процесите на раждане на π и K -мезоните и хипероните, в ядрените сили и в бързо протичащите разпадания: електромагнитните, в които участву-

ват всички заредени частици и които са основни в света на атомите, молекулите и за всички химични и биохимични процеси, и слабите, които пък са характерни за повечето от бавните разпадания на нестабилните частици.

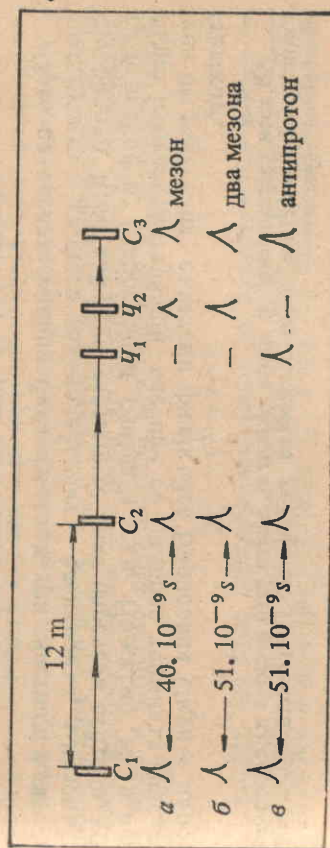
ИТАЛИАНЕЦЪТ СЕГРЕ И АМЕРИКАНЕЦЪТ ЧЕМБЪРЛЕЙН ПОЛУЧАВАТ НОБЕЛОВА НАГРАДА ЗА ОТКРИВАНЕТО НА АНТИПРОТОНА

Гел-Ман и Нишиджима предвидиха съществуването на неутралния каскаден хиперон Ξ^0 , който беше открит през 1957 г., както и на античастиците на Λ^0 и $\Sigma - \bar{\Lambda}_0$, и $\bar{\Sigma}$, които също бяха намечени. Това бяха редица трудни и скъпи експерименти, които изискваха много настойчивост, много съобразителност и изнурителна работа по обработка на данните. Като прекрасен пример за опит от този тип може да ни послужи откриването на антипротона от работещия в САЩ италианец Емилио Сегре и американците Оуен Чембърлейн, Клайд Виганд и Томас Ипсилантис. Съществуването на антипротона беше предвидено още от Дирак през 1930 г. Основните свойства на антипротона следват от уравнението на Дирак: масата му трябва да бъде равна на масата на протона, електричният му заряд трябва да е отрицателен, при взаимодействието с протон трябва да анихилира и във вакуум трябва да бъде стабилен. Сведения за наблюдаване на антипротона са получавани и преди опитите на Сегре и сътрудниците му при изучаването на космичните лъчи, но сигурността им не заслужава доверие. Възможности за получаване на антипротони се появяват за пръв път през 1954 г., когато в Бъркли (Калифорния) беше построен най-големият по това време ускорител на протони с енергия до 6,3 GeV. Нека да пресметнем приблизително каква енергия е необходима на протоните, произвеждани от ускорителя, за да стане възможно раждането на антипротони. Масата на протона е приблизително 1 GeV. За да се роди двойка протон — антипротон, е необходима два пъти по-голяма енергия — 2 GeV. Реакцията, при която може да се получи двойка протон — антипротон, е следната: ускореният протон се сблъсква с неподвижен протон от мишената, като при това ражда двойка протон — антипротон, а ударният и ударения протон се разлитат с големи енергии. Следователно ще са необходими 2 GeV за раждането на двойката, още 2 GeV за кинетичната енергия на протона и антипротона в нея и около 2 GeV за кинетичната енергия на двата протона. И така, за да получим антипротон, е необходим ускорител на протона с енергия около 6 GeV. Именно това пресмятане е взето под внимание при проектирането на беватрона в Бъркли.

Антипротонът в опита на Сегре и сътрудниците му беше идентифициран по три негови свойства. Той е достатъчно стабилен, за да мине през цялата апаратура, електричният му заряд е отрицателен, което може да бъде установено по посоката, в която се отклонява в магнитното поле, масата му е равна на масата на протона и може да се намери, като едновременно се измерят импулсът му $p = mv$ и скоростта му. Импулсът се мери много точно по кривината на траекторията на частиците в магнитно поле, а скоростта — по времето, за което тя изминава определено разстояние.

Осъществяването на тази сравнително проста идея е свързано с една съществена трудност, в преодоляването на която се крие и цялото майсторство на експериментаторите. Ускорените до 6,2 GeV протони избиват от мишената заедно с антипротоните и огромен брой отрицателно заредени π -мезони, които притежават същия импулс както антинуклоните. Съотношението е на пръв поглед безнадёжно — на един антипротон се падат около петдесет хиляди π -мезона, летящи по съвършено същата траектория в магнитно поле (поради еднаквите им импулси). Все пак π -мезоните могат да се различат от антипротоните по тяхната скорост — тя е почти 99% от скоростта на светлината, докато антипротоните със същия импулс, но със значително по-голяма маса се движат с около 20% по-бавно. Скоростта на частиците беше измервана с помощта на два сцинтиляционни брояча C_1 и C_2 , поставени на разстояние 12 m един от друг. Антипротоните изминават това разстояние за 51 милиардни от секундата, а π -мезоните — за 40 милиардни. Следователно два сигнала от сцинтиляционните броячи в

фиг. 7. C_1 , C_2 , C_3 са сцинтиляционни броячи, U_1 и U_2 — черенковски. Вълната означава, че съответният брояч дава сигнал, а тирето, че липсва сигнал. Показани са трите възможни реакции на системата от броячи и тяхната интерпретация



интервал от $51 \cdot 10^{-9}$ s са електрически сигнал, че в апаратурата е преминал антипротон. Казваме евентуално, защото е възможно един мезон да взаимодейства първия брояч C_1 , а друг — втория C_2 за същото време. Затова скоростта на преминалите частици се измерваше още от два черенковски брояча — C_1 и C_2 . Първият C_1 дава сигнал, когато през него мине частица със скорост, близка до очакваната за антипротоните, а вторият C_2 дава предупредителен знак, когато през него минава частица с по-голяма скорост. На края, за да се избегне възможността да се задействуват някои от синцилационните броячи от космичните лъчи, бе поставен и трети предпазен синцилационен брояч C_3 , който да регистрира само частиците, преминали през цялата апаратура.

Твърдо можеше да се каже, че в мишената се е родил антипротон само когато апаратурата регистрира събития в следната последователност: двата синцилационни брояча C_1 и C_2 светват един след друг в интервал от $51 \cdot 10^{-9}$ s, наблюдава се светене в черенковския брояч C_1 , който показва, че през него е минала частица със скорост около 75% от скоростта на светлината, няма предупредителен знак от втория черенковски брояч C_2 и на края синцилационният брояч C_3 потвърждава, че всички тези сигнали са дадени от частица, която е минала по цялата дължина на апаратурата.

По време на серията опити, извършени през 1955 г., бяха получени 60 събития, които със сигурност бяха идентифицирани като антипротони.

Опитът на Сегре, Чембърлейн и техните сътрудници е един от най-блестящите примери за чудесно осигурен и обмислен от всички страни опит — опит, в който е използвана най-съвършената техника, съществувала по това време. Заслужено през 1959 г. авторите му получиха Нобеловата награда за физика.

ОКАЗВА СЕ, ЧЕ ИМА ДВА ВИДА НЕУТРИНО

През петдесетте години бяха известни три частици, които не участваха в силните взаимодействия — електронът, μ -мезонът и неутриното. Като най-леки частици те бяха наречени лептони, което в превод от старогръцки означава леки. По-късно за всички силно взаимодействащи частици се възприе терминът, предложен от известния съветски физик Лев Борисович Окун — адрони (тежки)*.

* В тази класификация не влиза γ -квантът, който като носител на електромагнитното взаимодействие засма по-особено положение. По свойства обаче той е подобен на адроните.

Опитно не се наблюдават следните разпадания на μ -мезона:

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + e^{\mp} + e^{\pm}$$

и

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \gamma$$

Съвременните данни по относителните вероятности за двете разпадания са: $B(\mu \rightarrow 3e) < 2 \cdot 10^{-9}$ и $B(\mu \rightarrow e\gamma) < 2 \cdot 10^{-10}$. Забраната на подобни разпадания би могла да се тълкува като отражение на някакъв закон за запазване на неизвестни досега величини, така както забраната за единично раждане при странните частици е следствие от закона за запазване на странността при силното взаимодействие. Горните две реакции лесно ще забраним, ако предположим, че съществуват два нови заряда — електронен и μ -мезонен лептонен заряд. Нека за отрицателно заредените лептони стойностите им са $+1$, а за положителните -1 . Тогава законът за запазване гласи: електронният и μ -мезонният заряд се запазват поотделно. Реакцията $\mu^{\pm} \rightarrow 2e^{\pm} + e^{\mp}$ е забранена, тъй като началното състояние има μ -мезонен лептонен заряд ± 1 , а крайното — електронен лептонен заряд ± 1 . По същата причина е забранено и разпадането $\mu \rightarrow e\gamma$. Веднага обаче възниква въпросът: неутриното е също лептон, какъв лептонен заряд трябва да му припишем — нула, както е за γ -кванта и адроните, μ -мезонен или електронен? Разпадането на π -мезона

$$\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}$$

изисква антинеутриното да има μ -мезонен лептонен заряд -1 , за да се запази μ -мезонният лептонен заряд за лявата страна (π^{-} -мезона), който е нула. Обикновеното β -разпадане на неутрона обаче не се съгласува с такава стойност на лептонния заряд на антинеутрино[†] то. Наистина

$$n \rightarrow p^{+} + e^{-} + \bar{\nu}$$

неутронът от лявата страна има лептонен заряд нула, същият заряд има и протонът, електронът има електронен лептонен заряд $+1$, а $\bar{\nu}$ - μ -мезонен лептонен заряд -1 и следователно приписването на $\bar{\nu}$ на μ -мезонен лептонен заряд -1 води до противоречие. До противоречие води и подобно предписание при анализа на разпадането на μ -мезона

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$$

Нашият все още хипотетичен закон за запазване би могъл да бъде спасен, ако се окаже, че има два вида неутрино. Единият ще наречем μ -мезонно неутрино ν_{μ} , което по определение се раж-

да винаги заедно с μ^+ -мезона и на когото ще припишем мюонен лептонен заряд $+1$. Съответният заряд на ν_μ очевидно е -1 . Вторият вид ще наречем електронно неутрино ν_e , което взаимодейства само с позитрона и има електронен лептонен заряд $+1$. Антиелектронното неутрино $\bar{\nu}_e$ се ражда винаги заедно с електро- на и неговият електронен лептонен заряд е -1 . Ако е вярна хипотезата за съществуване на две неутрина, то разпаданията (5), (6) и (7) трябва да приемат вида:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Сега и в четирите случая поотделно се запазват електронният и мюонният заряд.

Указания, че би трябвало да съществуват два типа неутрино, могат да се получат и без да се привлича понятието лептонен заряд. Да разгледаме наблюдаваното разпадане на μ -мезона с отделяне на енергия $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} + \gamma$ и ненаблюдаваното досега разпадане $\mu \rightarrow e + \gamma$. Ако неутрино и антинеутрино в първата реакция са частица и античастица една на друга, те биха могли да анихилират и както показват изчисленията, разпадането $\mu \rightarrow e + \gamma$ трябва да противостои с голяма вероятност при тяхната виртуална анихилизация. Но това не става и то ни навежда на мисълта, че отделените при разпадането $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} + \gamma$ неутрина са две различни една от друга частици и затова не могат да анихилират.

Възникналият въпрос трябваше да бъде разрешен експериментално. Опит, който дава възможност за това, беше предложен и подробно пресметнат в края на 1959 г. независимо от Бруно Понтекорво в Дубна и от Мелвин Шварц в Колумбийския университет. Те предлагаха да се използват ускорители за получаване на високоенергични μ -мезонни неутрина и след това да се изследват продуктите на взаимодействието им с нуклоните. Тогава, ако $\nu_\mu \equiv \nu_e$, трябваше да се наблюдава както реакцията

$$n + \nu_\mu \rightarrow p + \mu^-$$

така и реакцията

$$n + \nu_\mu \rightarrow p + e^-$$

а ако $\nu_\mu \neq \nu_e$, трябваше да противича само първата реакция, тъй като μ -мезонното неутрино ражда само μ -мезони и никога не може да роди електрон. Това разсъждение следва просто и от хи-

потезата за запазване на мюонния лептонен заряд — ако тя е вярна може да протече само първата реакция, в която тя не се нарушава, а ако е невярна, могат да се наблюдават и двете. Провеждането на експеримента започна едновременно в двата най-големи ускорителя по това време — ускорителя на Европейската организация за ядрени изследвания (ЦЕРН) в Женева и в ускорителя в Брукхайвън, работещи с енергия около 30 GeV. Първите резултати бяха получени от Брукхайвънската група начело с Леон Ледерман и Гордън Демби.

Идеята на опита беше следната. Протони с енергия 15 GeV бомбардират берилиева мишена, като при това се получават голям брой високоенергични π -мезони, които раждат при разпадането си неутрина от мюонен тип. Потокът от неутрина е достатъчно интензивен, така че процеси на взаимодействие с веществото вътре в апаратурата се срещат сравнително често. При тях ще се появят само μ -мезони, ако неутрината са наистина от мюонен тип, или същият брой μ -мезони и електрони, ако няма разлика между мюонното и електронното неутрино. След 9-месечни изследвания от септември 1961 г. до юни 1962 г. бяха направени 51 снимки на μ -мезони, получени при взаимодействията на мюонното неутрино, и нито една на електрон. Резултатът беше ясен — съществуваха два нееквивалентни вида неутрино: ν_μ и ν_e .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

И така, в началото на шейсетте години бяха известни четири лептона e^- , ν_e , μ^- , ν_μ и техните четири античастици e^+ , $\bar{\nu}_e$, μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$, три π -мезона (π^+ , π^0 , π^-), четири K -мезона (K^+ , K^- , K^0 , $\bar{K}^0$), два нуклона (p , n), Δ -частиците (Δ^0 , $\bar{\Delta}^0$), три Σ -хиперона (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-) заедно с техните античастици и два каскадни хиперона Ξ (Ξ^0 , Ξ^-) с две античастици ($\bar{\Xi}$, $\bar{\Xi}^+$), които заедно с γ -кванта правеха 28 частици. Никой не се съмняваше, че тези частици са елементарни.

Считаше се, че трите вида взаимодействия се осъществяват по различен начин. Електромагнитните се осъществяват посредством обмен на фотони, силните на μ -мезони, а слабите нямат свой носител. Разработена беше само теорията на електромагнитните взаимодействия — квантовата електродинамика. Теориите на силните и навяваха песимизъм у своите творци.

Последните двадесет години нанесоха революционни корекции в нашите представи за микро света. Разказът за тях се отнася вече до по-зрялата възраст на физиката на елементарните частици и е обект на друга статия.

живот, което е от порядъка на 10^{-22} до 10^{-23} s.* Това време е само от няколко десетки до няколко единици по-дълго от времето, за което частица, движеща се със скоростта на светлината, преминава характерното за радиуса на силните взаимодействия разстояние от 10^{-15} m. Лесно обяснимо е тогава защо най-напред са открити частиците, които в сравнение с резонансите живеят почти неограничено дълго — просто защото сме успели да регистрираме следите им в нашите уреди. Резонансите с пълно право обаче могат да бъдат причислени към семейството на елементарните частици, тъй като и те, макар и за много кратко време, са еднородни образувания с всичките динамични характеристики на една елементарна частица — те притежават маса, енергия, импулс и пр. Това, че живят толкова кратко време, се дължи на факта, че се разпадат по същия начин, по който се и разпадат — с помощта на силните взаимодействия, което е възможно, защото при „силното“ им разпадане не се нарушава нито един от законите за запазване.

Интересно е да се запознаем с принципа на методиката за откриване на кратко живеещите частици. Очевидно е, че за време от порядъка на 10^{-22} — 10^{-23} s те изминават такива нищожни разстояния, че е абсолютно невъзможно да се наблюдава следата им във фотомулсия, мехурчеста камера или пък в каквото и да било друго регистриращо устройство. Тогава как с достатъчна сигурност може да се твърди, че резонансите съществуват и имат свойствата на самостоятелни частици?

Ще разкажем за два от най-разпространените метода — изследване на пълното сечение на разсейване и метода на инвариантната маса.

Как се определя пълното сечение на разсейване? В ускорителите се получава сноп от даден тип частици (протони, неутрони, π -мезони, неутрино, K -мезони, хиперони, електрони, позитрони, μ -мезони) с известни динамични характеристики — енергия, импулс, плътност на частиците. Така приготвеният сноп се насочва върху мишена, в най-простия случай водородна, т. е. съставена от протони, с която снопа си взаимодействува (често пъти се казва, че частиците от снопа се разсейват от частиците на мишената). Физиките внимателно изучават всички частици в произшествието около мишената, като регистрират техните енергии, импулси, брой в определен телесен ъгъл и с помощта на своите уреди идентифицират техния тип. По този начин те се стре-

* Средното време на живот на „стабилните“ частици е напр.: на π -мезона $e \cdot 2.6 \cdot 10^{-8}$ s, на Λ^0 — $2.6 \cdot 10^{-10}$ s, на Ξ^0 — $2.9 \cdot 10^{-10}$ s, на $K^\pm$ — $1.2 \cdot 10^{-8}$ s.

КВАРКИ И АДРОННА СПЕКТРОСКОПИЯ

Матей Матеев

Разбирането на основните закономерности в адронната спектроскопия се оказва решаващо за катализирането на коренните изменения във възгледите ни за структурата на елементарните частици. В статията са проследени основните събития в тази област. Проявен е стремеж езикът, макар и популярен, да е максимално близък до този на специалистите по физика на елементарните частици. Голяма част от илюстративния материал е взет направо от оригиналните публикации с надеждата, че читателите ще изпитат удоволствие от запознаването си с него и с един не така популярен метод на общуване между физиките.

РЕЗОНАНСИ. ЕЛЕМЕНТАРНИ ЛИ СА ЕЛЕМЕНТАРНИТЕ ЧАСТИЦИ?

През шейсетте години бяха открити огромен брой кратко живеещи частици-резонанси. Към днешния ден техният брой е над 300. На всеки две години през м. април голям международен колектив от учени публикува в авторитетното американско списание „Ривюз ъф модерн физик“ в цяла книжка статия, наречена „Обзор на данните за частиците и техните семейства“, в която са синтезирани най-важните характеристики на известните до този момент частици и резонанси. Подобна публикация се оказва абсолютно необходима, тъй като при такъв огромен брой частици даже специалистите в областта на спектроскопията им не могат да се справят само с потока от информация за откритите резонанси и свойствата им.

Всички известни резонанси са адрони — те участвуват в силните взаимодействия и се отличават по краткото си време на

мат да установят как частиците от снопа са си взаимодействували с частицата от мишената. В последно време особено популярни стават така наречените ускорители* с насрежни снопове. В момента работят два типа ускорители — с насрежни електропозитронни и с протон-антипротонни снопове. В този случай е трудно да се определи кой от двата снопа играе ролята на мишена, но за нашето разглеждане това не е важно. Основното е, че по този начин енергията на взаимодействие може да бъде силно увеличена, тъй като „мишената“ се движи с огромна скорост срещу бомбардиращата частица.

Основната величина, която физиките измерват при тези опити, е т. нар. сечение на взаимодействие. От него те получават и най-много информация за това какво е станало при удара между частицата от снопа и мишената.

Отношението на броя на отделните актове на взаимодействие в единичен телесен ъгъл за 1 s към броя на падащите частици върху 1 m² от мишената за 1 s се нарича диференциално сечение на разсейване. Диференциалното сечение има размерност на площ — m². Удобна единица за сечение е 1 b (барн), 1 b = 10⁻²⁸ m². Един барн е площта на квадратче със страна, равна на характерното за силните взаимодействия разстояние 10⁻¹⁵ m. Броят на актовете на разсейване в пълния телесен ъгъл, разделен на броя на падащите частици върху 1 m² за 1 s, се нарича пълно сечение.

При графично представяне на зависимостта на пълното сечение σ_{tot} от енергията E резонансите се представят като камбанообразни максимуми. Тези максимуми се описват от т. нар. формула на Брайт и Вигнер

$$\sigma_{\text{tot}}(E) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{(E_0 - E)^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Енергията E_0 , която съответствува на максимума в сечението $\sigma = \sigma_0$, дава масата на резонанса $M = E_0/c^2$. Величината Γ се нарича ширина на резонанса и е свързана с времето му на живот τ посредством съотношението за неопределеност $\tau \Gamma \sim \hbar$. Първият резонанс от Брайт — Вигнеров тип е открит от Е. Ферми и неговите сътрудници като максимум в сечението на разсейване на π^+ -мезони с протони. В съвременни означения това е резонансът Δ^{++} с маса 1232 MeV/c², време на живот $\tau = 5,7 \cdot 10^{-24}$ s и ширина $\Gamma = 116$ MeV.

*Популярността на един ускорител е пропорционална на броя и важността на направените с него открития.

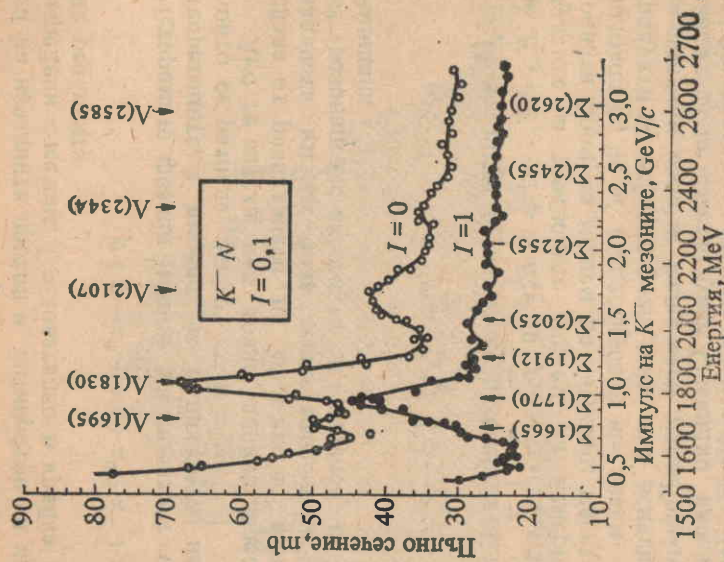
На фиг. 1 е показана енергетичната зависимость на пълното сечение на разсейване за процеса K^-N . Горната крива съответствува на състояния с изотопичен спин нула, а долната — с изотопичен спин единица. Със стрелки са показани местата, в които сечението има максимуми от Брайт-Вигнеров тип. Буквите Λ с цифра в скобките е означението на съответния резонанс, а цифрата е масата му в единици.

Друг изключително популярен метод за идентифициране на резонансни частици е т. нар. метод на инвариантната маса. Класически пример за този метод е методът, който Алварец, Маг-

лич, Розенфелд и Стивенсън откриват ω^0 -резонанс. Те изучаваха анихилацията на антипротони, които се сблъскали с протони в мехурчеста камера, напълнена с тежък водород. В резултат на анихилацията се получавало огромно разнообразие от частици. Групата реши да избере само тези снимки, на които се виждат четири π -мезона. Били събрани 2500 такива снимки. Измежду тях те още веднаж отбрали само 800, на които освен четирите видими следи присъствувала и една невидима — на неутралния π^0 -мезон.** Присъствието на π^0 -мезона лесно може да се установи, като се направи точен баланс на енергията и импул-

*Понятието изотопичен спин е определено в следващия параграф.

**Електрически неутралните частици не оставят следи в редица детектори, като напр. мехурчестите камери и фотоемулсионите.



Фиг. 1

са на началните протон и антипротон и на образуваните четири заредени π -мезона. Следователно в крайна сметка била изследвана реакцията



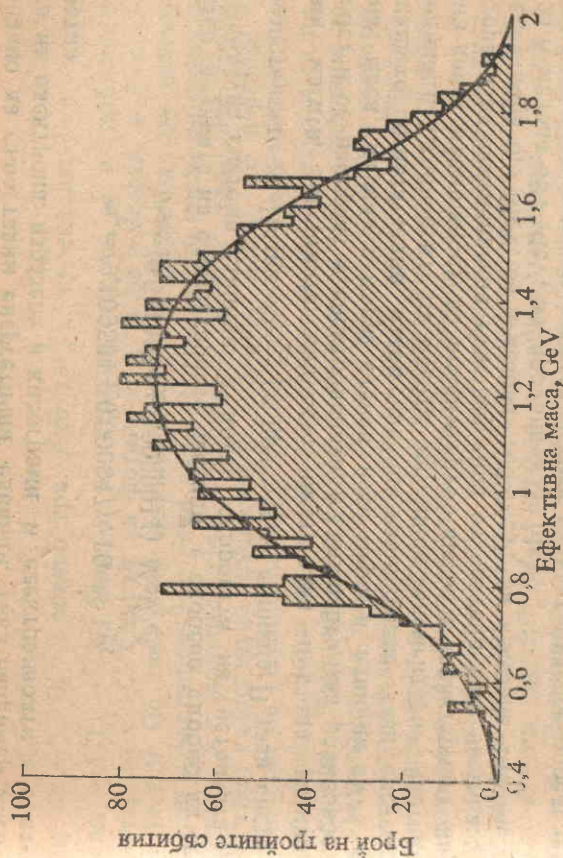
Четиримата физици искали да проверят една от хипотезите на теоретиките, а именно, че съществува неутрален резонанс ω^0 , който се разпада на π^+ , π^- и π^0 .

Ако те знаеха коя точно двойка заредени π -мезони е произлязла от разпадането на ω^0 и ако ω^0 наистина съществуваше, задачата им би била лесно изпълнима. Връзката на масата на ω^0 -резонанса с енергията и импулса се дава с формулата на Айнщайн

$$m_{\omega^0} = \frac{1}{c^2} \sqrt{E_{\omega^0}^2 - p_{\omega^0}^2 c^2}.$$

Но от законите за запазване на енергията и на импулса следва, че $E_{\omega^0} = E_{\pi^+} + E_{\pi^-}$ и $\vec{p}_{\omega^0} = \vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-}$. Енергията и импулсите на π -мезоните можем да измерим и следователно по горната формула можем да изчислим масата на ω^0 -резонанса. При положение, че ω^0 съществува и че знаем точно кои π -мезони са продукти на нейното разпадане, във всички случаи би трябвало да получим една и съща маса m_{ω^0} . Какво ще стане, ако резонансът ω^0 не съществува? Очевидно, ако изчислим по енергийте и импулсите на π -мезоните величината m_{ω^0} , като използваме същата формула, то тя няма да има фиксирана стойност, а ще се мени — от позволения от закона за запазване на енергията минимум, равен на $m_{\pi^+} + m_{\pi^-} = 0,415 \text{ GeV}/c^2$, до максимума, който е равен на енергията на системата $\bar{p}p$ (в случая $2,29 \text{ GeV}$) минус $m_{\pi^+} + m_{\pi^-} = 0,28 \text{ GeV}$ ($2,01 \text{ GeV}$).

Нека сега анализираме енергийте и импулсите на всички възможни тройки $\pi^+\pi^-\pi^0$ и за всеки случай пресметнем „инвариантната маса“ m_{ω^0} . Да построим графика на броя на снимките, в които сме получили стойността m_{ω^0} като функция на m_{ω^0} . При положение, че ω^0 не съществува, бихме получили плавна крива с максимум вероятно по средата между най-голямата възможна стойност $2,01 \text{ GeV}/c^2$ и най-малката — $0,415 \text{ GeV}/c^2$. Ако ли пък ω^0 съществува за част от събитията, които обработваме, а именно тази част, в която случайно правилно сме взели π^+ и π^- -мезона от разпадането на ω^0 , ще получим фиксирана стойност за m_{ω^0} . Тези събития, нанесени върху нашата крива, ще образуват максимум върху нерезонансния фон. Обработвайки по този начин



Фиг. 2

своите снимки, Марлич, Алварец, Розенфелд и Стивенсън получили графиката, представена на фиг. 2. На нея ясно личи максимум при $m_{\omega^0} = 0,783 \text{ GeV}/c^2$. Ширината на пика е $\Gamma \approx 10 \text{ MeV}$, което съответствува на средно време на живот $\tau \approx 10^{-22} \text{ s}$.

Използвайки главно тези два метода, физиците за кратко време ме откриха няколко десетки резонанса. Тогава за първи път възникна и въпросът „елементарни ли са елементарните частици?“

ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ЧАСТИЦИТЕ ИЛИ КАК СЕ ОПРЕДЕЛЯ ТЯХНАТА ИНДИВИДУАЛНОСТ

При наличието на толкова голям брой адрони очевидно е необходимо да отделим известно време, за да обсъдим и разкажем за начините, по които можем да установим индивидуалността на дадена частица. Най-общо казано, тя се определя от числените стойности на нейните характеристики. Кои са те?

Преди всичко това е масата на покой. Масата на елементарните частици обикновено се измерва не в килограми, а в енергетични единици — електронволти. Известната формула на Айнщайн $E = mc^2$ дава възможност на привичните единици за маса едно-

значно да съпоставим енергетични единици. Така например масата на електрона, изразена в килограми и електронволти, е съответно

$$m_e = (9,109534 \pm 0,000047) \cdot 10^{-31} \text{ kg},$$

$$m_e = (0,5110034 \pm 0,0000014) \text{ MeV}/c^2.$$

Във физиката на елементарните частици е особено удобно да се използва система единици, в която скоростта на светлината и константата на Планк $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ се приемат за единица. В тази система масата, енергията, импулсът имат една и съща размерност и се измерват в електронволти, а дължината има размерност на маса на минус първа степен и се мери в единици eV^{-1} . В нашето по-нататъшно изложение ще използваме тази система единици. Стойностите за масите на някои елементарни частици ни дават възможност да оценим грубо какъв е характерният интервал за изменение на тази величина от частица към частица: за електрона $0,5 \text{ MeV}$, за μ -мезона 106 MeV , за π -мезона 140 MeV , за K -мезона 494 MeV , за протона 938 MeV .

Електромагнитните взаимодействия на частиците се определят основно от електричния им заряд. Електрически неутрални са неутриното, π^0 -мезонът, K^0 и $\bar{K}^0$ -мезоните, неутронът и др.; с положителен електричен заряд са позитронът, μ^+ -мезонът, π^+ -мезонът, K^+ -протонът и др.; отрицателно са заредени електронът e^- -мезонът, π^- , K^- и др. Някои резонанси, като Δ^{++} , имат заряд $+2e$. Във всички реакции и взаимодействия алгебричната сума на електричния заряд се запазва строго.

Друга изключително важна характеристика на елементарните частици е техният спин. Спинът е собственият момент на импулса на елементарните частици. Той е чисто квантова характеристика и за разлика от класическия момент на импулса не е свързан с движението на частицата като цяло. Спинът е неотделимо свойство на елементарната частица както нейната маса и електричният ѝ заряд и има винаги една и съща стойност за даден тип частици. Големината на спина може да бъде цяло или полуцяло число, умножено с $\hbar$. В избраната измерителна система спинът s може да има стойности $0, 1/2, 1, 3/2, \dots$. Спинът, както и моментът на импулса, е векторна величина, т. е. има големина и посока. Поради квантовия му характер обаче само една от проекциите му върху произволно избрана посока може да има определена стойност. Възможните стойности на проекцията на спин s върху дадена ос са $-s, -s+1, \dots$ и са $2s+1$ на брой. Така например, ако $s=1$, възможните стойности на проекцията

му са $-1, 0, 1$, всичко три. Ако $s=\frac{1}{2}$, проекциите са само две: $-1/2, +1/2$. Спинът на лептоните (ν_e, ν_μ, e, μ), протона и неутрона е $1/2$. Спинът на фотона е 1 , а на π -мезона и K -мезоните е 0 . По своя спин всички частици се делят на две големи групи — частиците със спин цяло неотрицателно число се наричат бозони, а с полуцял спин — фермиони. Между тези две групи частици съществува съществена разлика, която се изразява с принципа на Паули: в дадена физична система два тъждествени фермиона не могат да се намират едновременно в едно и също състояние. Принципиът на Паули е съществен при изясняване на изграждането на таблицата на Менделеев, на атомните спектри, на суперпроводимостта и на много други явления в природата. Ще видим, че и във физиката на елементарните частици той играе важна роля. За бозоните подобни ограничения няма.

Със спина на частиците с маса на покой, различна от нула, е свързана и друга важна тяхна вътрешна характеристика — магнитният им момент $m = \gamma s \hbar$ или в нашите единици ($\hbar=c=1$) $m = \gamma s$. Величината γ се нарича жиромагнитно отношение. За електрона γ е 1 , а $m = \frac{e\hbar}{2mc}$, за протона $\gamma = 2,79 \frac{e\hbar}{2mp}$, за неутрона $\gamma = -1,91 \frac{e\hbar}{2mn}$.

Спинът е квантово число, което не се запазва при реакциите и разпаданията на частиците. В тях постоянен остава пълният момент на импулса J , който е равен на сумата от спиновете s и орбиталните моменти L . Орбиталните моменти в микрофизиката могат да бъдат само цели числа, кратни на $\hbar$: $0, 1, 2, \dots$. Пълният момент J има същите стойности, както и s — цели или полуцели, кратни на $\hbar$.

Тясно свързана със спина и орбиталния момент е четността на частиците. Състоянието на произволна физична система, включително и на една частица, в квантовата механика се определя от комплексната, въобще многокомпонент на вълнова функция $\Psi(r, t)$. Тя зависи от радиус-вектора на частицата r (определящ мястото на частицата) и от времето. При смяна на координатната система $\Psi(r, t)$ се преобразува в друга функция $\Psi'(r', t')$, но законът, по който става трансформацията, е строго определен. Ако вълновата функция не се мени при трансформации на въртене на координатната система, т. е. $\Psi(r, t) = \Psi'(r', t')$, казваме, че частицата, описвана от Ψ , е скаларна. Ако Ψ се преобразува като вектор, съответната ѝ частица е векторна и т. н. Трансформационните свойства на $\Psi(r, t)$ определят спина — скаларните частици

имат спин 0, а векторните — спин 1. Вълновите функции на фермионите (частици с полуцел спин) също така се преобразуват по точно определени закони, характерни за съответната стойност на спина — $1/2, 3/2$ и т. н. Вътрешната четност P на една частица в координатната система с начало в самата частица се определя от трансформационните свойства на вълновата ѝ функция спрямо отражение и на трите пространствени оси $\mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r}$

$$\Psi(\mathbf{r}, t) \rightarrow P \Psi(\mathbf{r}, t).$$

Четността P може да заема само две стойности ± 1 . Частица със спин $J=0$ и четност $P=1$ ($J^P=0^+$) се нарича скаларна, със спин $J=0$ и четност $P=-1$ ($J^P=0^-$) — псевдоскаларна, със спин $J=1$, $P=+1$ ($J^P=1^+$) — векторна, $J=1$, $P=-1$ ($J^P=1^-$) — псевдовекторна и т. н. π -мезоните и K -мезоните са псевдоскаларни частици ($J^P=0^-$), фотонът, ρ и ω -мезоните са векторни ($J^P=1^-$). Четността на система от две частици a и b се дава с формулата $P_{ab}=P_a P_b (-1)^L$, където P_a и P_b са вътрешните четности на съставлящите частици a и b , а L е големината на относителния орбитален момент. Така например четността на система от два π -мезона с относителен орбитален момент 0 е

$$P_{\pi\pi}=P_{\pi} P_{\pi} (-1)^0 = (-1)(-1)(-1)^0 = +1.$$

Четността при фермионите е по-сложно понятие, на което тук няма да се спираме. При тях можем да говорим за относителна четност. Приема се, че относителната четност на протона е $+1$, а четността на останалите силно взаимодействащи частици се определя спрямо тази на протона и както в случая на бозоните може да бъде ± 1 .

Експериментално е установено, че четността не се запазва при слабите, а се запазва при гравитационните, електромагнитните и силните взаимодействия. Нарушението на четността при слабите взаимодействия става по точно определен начин и влиянието му върху наблюдаемите величини може да бъде предсказано от съвременната теория.

Барийонният заряд B (често се употребява и терминът барийонно число) е $+1$ за всички силно взаимодействащи фермиони и -1 за техните античастици. За протона той има стойност $+1$, за антипротона -1 . Силно взаимодействащите бозони се наричат мезони (изключение от това правило по исторически причини е ρ -мезонът и затова за предпочитане е другото му наименование — ρ -мюон) и заедно с лептоните имат барийонен заряд нула. Законът за запазване на барийонното число има фундаментално значение за

Вселената — благодарение на него най-лекият барийон — протонът, е стабилен и природата е такава, каквато я познаваме. Ако барийонното число не се запазваше, то би било възможно например разпадането $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ (барийонният заряд от лявата страна е 1 , а от дясната страна е 0)* и постепенно цялата материя би се превърнала в газ от електрони, позитрони и γ -кванти. Съвременните експериментални данни говорят, че средното време на живот на протона $\tau_p > 10^{30}$ г. (счита се, че възрастта на нашата Вселена е 10^{10} г.). Големата част от физиците, работещи във физиката на елементарните частици, смятат, че все пак протонът не е стабилен, но на техните съображения няма да се спираме.

Квантовото число "странност" S е въведено в статията "Първи стъпки в изучаването на елементарните частици". Ще припомним, че странността се запазва при силните и при електромагнитните взаимодействия и се нарушава при слабите. Изменението на странността при дадена реакция е най-много с единица, а $|S| \leq 3$. Частици с отлична от нула странност са K -мезоните, Δ -частиците, Σ и Ξ -хипероните. Съществуват поне още две квантови числа (а вероятно и три), наречени "шарм" — C , и "красота" — b (вероятно и "истина" t), със същите свойства като странността. Частиците, които имат отношение към тези числа, ще разгледаме по-нататък. Ще отбележим, че квантовите числа B, S, C, b, t са характеристики само на силно взаимодействащите частици — адроните.

Последното съществено квантово число, което ще разгледаме, е изотопичният спин I . Адроните могат да бъдат разделени на групи "мултиплети" — това са близки по маса частици, с еднакъв спин, четност, барийонен заряд, странност, шарм, красота и т. н., но с различни електрични заряди. Такива групи частици се наричат изотопични мултиплети. Най-популярен изотопичен мултиплет е дублетът протон — неутрон. Единствената разлика между тези частици е в електромагнитните им взаимодействия — протонът има електричен заряд $+1$, а неутронът е неутрален. Други изотопични мултиплети са триплетите (π^+, π^0, π^-), ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$). Броят на частиците в един изотопичен мултиплет е $2I+1$, където I е големината на изотопичния спин (за протона и неутрона $I=\frac{1}{2}$, за π -мезоните и Σ -хипероните $I=1$). Отделните частици в изотопичния мултиплет се характеризират с третата му проекция I_z , която за

* Забележете, че електронният лептонен заряд от дясната страна е нула, а отляво е -1 . В посочената реакция следователно не се запазва и лептонният заряд.

протона е $+1/2$, за неутрона $-1/2$, за π^+ е 1 , за π^0 е 0 , а за π^- е -1 . Изотопичният спин се запазва при силните взаимодействия, но се нарушава при слабите и електромагнитните взаимодействия. Квантовите числа са свързани с формулата на Гел-Ман—Нишид-жима

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S + C + b + t + \dots).$$

Често пъти е удобно да въведем т. нар. хиперзаряд Y .

$$Y = B + S - C + b - t + \dots$$

И така, като знаем всички характеристики на дадена частица, ние можем да определим нейната индивидуалност.

„ТАБЛИЦА НА МЕНДЕЛЕЕВ“ ЗА ЕЛЕМЕНТАРНИТЕ ЧАСТИЦИ

Когато броят на елементарните частици надхвърли няколко десетки, стана актуален проблемът за тяхната класификация в стройна система от типа на таблицата на Менделеев.

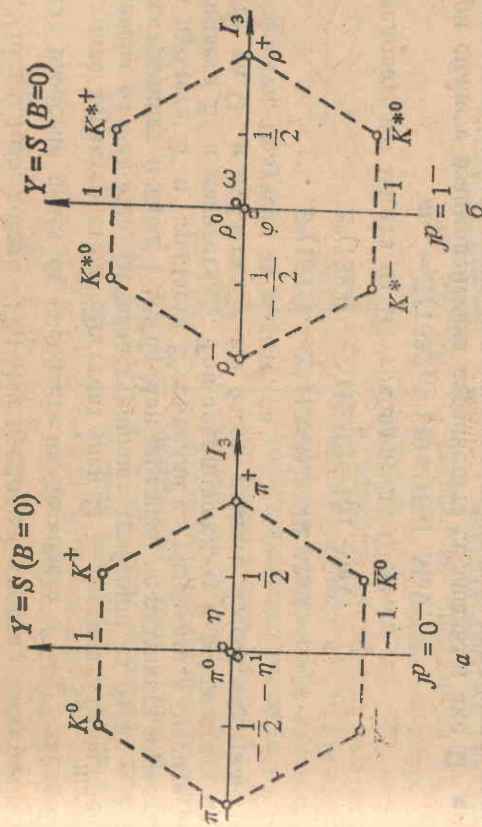
Ключ към намиране на правилния отговор даде подреждането на частиците в изотопичните мултиплети. През 1961 г. Мъррей Гел-Ман и Ювал Нееман независимо един от друг установиха, че няколко изотопични мултиплета от частици с еднакъв спин и четност, с близки маси, но различаващи се по своята странност могат да бъдат групирани в мултиплети — за мезоните по девет (нонети), а за барионите по осем (октети) и десет частици (декаплет).

Принципът на това групиране става най-ясен, ако разположим частиците от съответните нови, по-големи мултиплети върху координатна система, по абсцисата на която е нанесена третата проекция на изотопичния спин, а по ординатата — хиперзарядът $Y = B + S$. На фиг. 3 са представени нонетите от псевдоскаларните (спин-четност 0^-) и векторните (спин-четност 1^+) мезони.

Псевдоскаларният нонет е съставен от един изотопичен триплет със странност 0 (π^+ , π^0 , π^-), два изотопични дублета (K^0 , K^+) и ($K^-, \bar{K}^0$) със странност съответно $+1$ и -1 и два синглетата η и η' със странност 0 . По подобен начин е построен и нонетът от векторни мезони ($J^P = 1^-$).

Основните състояния на барионите — частиците със спин-четност $\frac{1}{2}^+$ образуват октета, представен на фиг. 4. Барионните резонанси с $J^P = \frac{3}{2}^+$ образуват декаплета на фиг. 5.

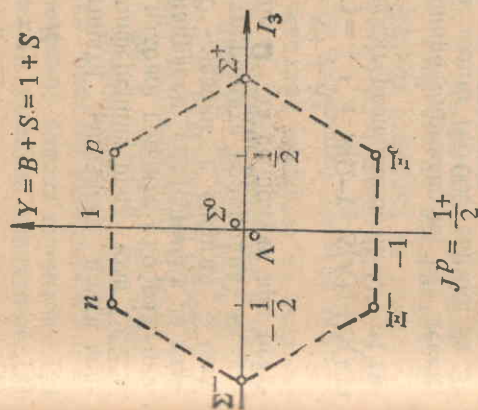
* Синглет означава семейство, състоящо се само от една частица.



Фиг. 3. а) нонетът от псевдоскаларни мезони със спин-четност $J^P = 0^-$; б) нонетът от векторни мезони със спин-четност $J^P = 1^-$.

Фиг. 4. Октетът от основните състояния на барионите със спин-четност $J^P = \frac{1}{2}^+$.

Фиг. 5. Декаплетът на барионните резонанси със спин-четност $J^P = \frac{3}{2}^+$.



По времето, когато Гел-Ман предложи своята систематика, бяха известни девет от членовете на декаплета $J^P = \frac{3}{2}^+ +$ заедно с техните характеристики. Десетият член Ω^- — частицата беше предсказана от Гел-Ман. Нейната странност трябваше да бъде -3 , а електричният ѝ заряд -1 . Гел-Ман забеляза, че разликата в масите на дублета Ξ^* и триплета Σ^* съвпада с разликата в масите на триплета Σ^* и квартета Δ . Той предположи, че и разликата в масите на Ω^- и дублета Ξ^* ще бъде същата. Експерименталните стойности, получени за масите, са

$$\Xi^*(1532) - \Sigma^*(1383) = 149 \text{ MeV}$$

$$\Sigma^*(1383) - \Delta(1232) = 151 \text{ MeV}$$

Следователно масата на Ω^- трябваше да бъде

$$m_{\Omega^-} = \Xi(1532) + 149 = 1681 \text{ MeV}$$

При силните взаимодействия странността се запазва и ако Ω^- можеше да се разпада силно, сумарната странност на продуктите трябва пак да е -3 . Следователно единствено възможни силни разпадания са $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + K^-$ и $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \bar{K}^0$. И в двата случая обаче пълната маса на продуктите от разпадането е по-голяма от предсказаната маса на Ω^- и естествено силните разпадания бяха изключени. Ω^- трябваше да се разпада бавно с помощта на слабите взаимодействия. В този случай странността може да се изменя най-много с 1, така че единствените разпадания са

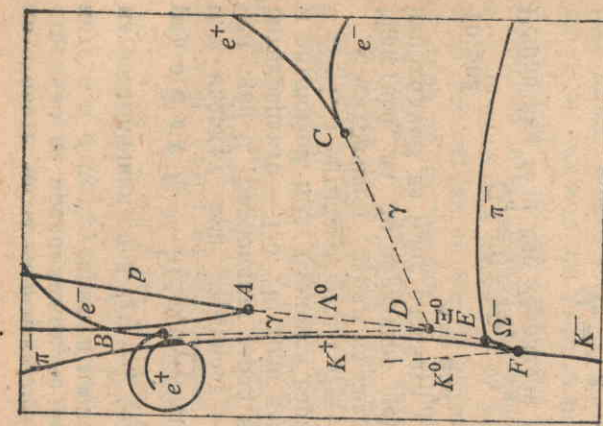
- (1) $\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \pi^0$
- (2) $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$
- (3) $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$

Опитите за търсене на Ω^- — частицата започнаха почти веднага, след което на Женевската конференция през юли 1962 г. Гел-Ман описа нейните свойства и изложи горите съображения. С ускорителя в Брукхейвън беше направен експеримент за търсенето на Ω^- — частица. Сноп от K^- — мезони с енергия 5 GeV бомбардираше протоните от регистриращата водородна мекхурчеста камера. При това се очакваше Ω^- да се получи при реакцията от типа

$$K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$$

В нея странността е запазена: $S(K^-) = -1$, а $S(\Omega^-) + S(K^+) + S(K^0) = -3 + 1 + 1 = -1$. Трябваше да се търсят разпадания на Ω^- от тип (1), (2) или (3).

Апаратурата започна да функционира нормално на 13 декември 1963 г. След обработването на около 100 000 снимки на 31



Фиг. 6

АДРОНИТЕ НЕ СА ЕЛЕМЕНТАРНИ — ТЕ СА СЪСТАВЕНИ ОТ КВАРКИ

Най-ценният резултат от систематиката на Гел-Ман и Нееман от съвременна гледна точка е изводът, че адроните се състоят от по-елементарни частици, наречени от Гел-Ман „кварки“. Последователното прокарване на мисълта за групирането на мезоните в нонети, а на барионите в октети и декаплети, през 1964 г. едновременно доведе Цвайг и Гел-Ман до идеята, че подобно подреждане е възможно само ако те са съставени от 3 фундаментални частици със спин $1/2$, но с дробен електричен и барионен заряд — т. нар. кварки. Съгласно хипотезата им мезоните са свързани състояния на кварк q и антикварк $\bar{q}$ (символно $M = q\bar{q}$), барионите на три кварка ($B = qq\bar{q}$), а антибарионите на три антикварка ($\bar{B} = \bar{q}\bar{q}q$).

Спинът на кварките трябва да е $1/2$, тъй като само в този случай съставените от тях бариони могат да бъдат с полуцел спин. Вътрешните квантови числа на кварките — изотопичен спин I и странност S , се определят от необходимостта да бъдат получени

квантовите числа на всички мезони и бариони. За тази цел е достатъчно да предположим, че има три вида кварки: u , d и s . Кварките u и d се групират в изотопичен дублет — u има проекция на изотопичния спин $I_3 = +\frac{1}{2}$ (оттук и означението „up“ — нагоре), а d е $I_3 = -\frac{1}{2}$ (down — надолу). Двата кварка имат странност 0. s -кваркът има странност -1 (strange — странен) и изотопичен спин 0. Барионният заряд на кварките очевидно е $1/3$, а на антикварките $-1/3$. По този начин мезоните, съставени от кварк и антикварк, имат барионен заряд 0, барионите от три кварка са с $B=1$, а антибарионите с $B=-1$.

Електричният заряд на кварките се получава също дробен! Наистина, за да образуват неутронът и протонът изодублет, е необходимо да имат следната структура

$$\text{Тогава} \quad p = uud, \quad n = dnd$$

$$\text{Решавайки тези две уравнения спрямо } Q_u \text{ и } Q_d, \text{ получаваме, че}$$

$$Q_n = 0 = 2Q_d + Q_u, \quad Q_p = 1 = 2Q_u + Q_d$$

$$Q_u = +\frac{2}{3}, \quad Q_d = -\frac{1}{3}.$$

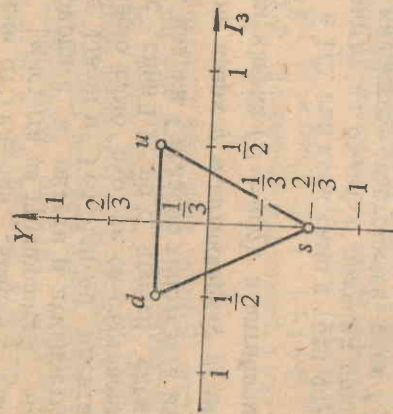
Аналогично Ω^- е съставен от три страни кварка ($s(\Omega^-) = -3$) и следователно

$$3Q_s = -1, \text{ т. е. } Q_s = -\frac{1}{3}.$$

В координатната система I_3, Y кварките u и d и s се разполагат, както е показано на фиг. 7.

Съвкупността от вътрешните им квантови числа се нарича „аромат“ или тип на кварките. Следователно има три различни аромата кварки: „горни“ u , „долни“ d и „странны“ s .

Кварковият модел на адроните в този му вид почти веднага се среща с една трудност. Да разгледаме частицата Ω^- , съставена от три страни кварка $\Omega^- = sss$. Спиновете на кварките са еднакво насочени, за да се получи необходимата стойност на пълния спин $3/2$. Съ-



гласно с принципа на Паули два фермиона не могат да бъдат едновременно в едно и също състояние, а в Ω^- има три такива фермиона! Нима принципът на Паули не е верен за кварките? Разрешение на този въпрос беше намерено едновременно от Боголюбов, Струмински и Тавхелидзе, Хан и Намбу и Гринберг през 1965 г. Те предположиха, че всеки тип (аромат) кварки съществува в три разновидности, които по-късно (през седемдесетте години) получиха названието „цветове“. Следователно има по три цвята от всеки аромат. Условно можем да ги наречем син, червен и жълт. (Например $u_{\text{син}}$, $u_{\text{червен}}$, $u_{\text{жълт}}$.) Тогава Ω^- е свързано състояние на три различни по цвят кварки: $\Omega^- = s_{\text{син}} s_{\text{червен}} s_{\text{жълт}}$ и проблемът с принципа на Паули е разрешен.

Важно предположение на кварковия модел е, че както мезоните, така и барионите са безцветни комбинации от цветни кварки. С други думи, макар че кварките са цветни, те се подредят в мезоните и барионите по такъв начин, че цветът им остава скрито квантово число, което не се проявява във външните им взаимодействия (за разлика от аромата). Поради тази причина в по-нататъшното ни изложение ще говорим само за „ароматната“ структура на адроните, а за цветната само ще помним, че съществува. За любопитния читател все пак ще напишем двете формули, определящи строго кварковата структура, като се вземе пред вид както цветът, така и ароматът им

$$M_{ik} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{a=1}^3 q_i^a q_k^a$$

$$B_{i1l} = \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{a,b,\gamma=1}^3 \epsilon_{a\beta\gamma} q_i^a q_l^b q_l^\gamma$$

Индексите i, k, l могат да вземат толкова стойности, колкото аромата имаме. В нашия случай те са три — u, d, s . По i, k, l няма сумиране и следователно от тях зависи видът както на мезона, така и на бариона. Гръцките индекси заемат три стойности — 1, 2 и 3, всъщност от които съответствува на един цвят — червен, син и жълт. По тях се сумира и следователно сумите M или B не зависят от цвета. В този смисъл казваме, че мезоните и барионите са безцветни. Тук $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ е напълно антисиметричен тензор, като числата $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ имат следните стойности: $\epsilon_{123} = 1$, $\epsilon_{\alpha\beta\gamma} = 0$, ако два от индексите съвпадат, а всички останали се получават от ϵ_{123} по формулата $\epsilon_{\alpha\beta\gamma} = (-1)^n$, където n е броят на разместванията на съседни числа от наредената тройка 1 2 3, за да се получи наредената тройка $\alpha\beta\gamma$.

Тъй като кварковият модел на адроните има някои особености, ще резюмираме най-важните моменти в него:

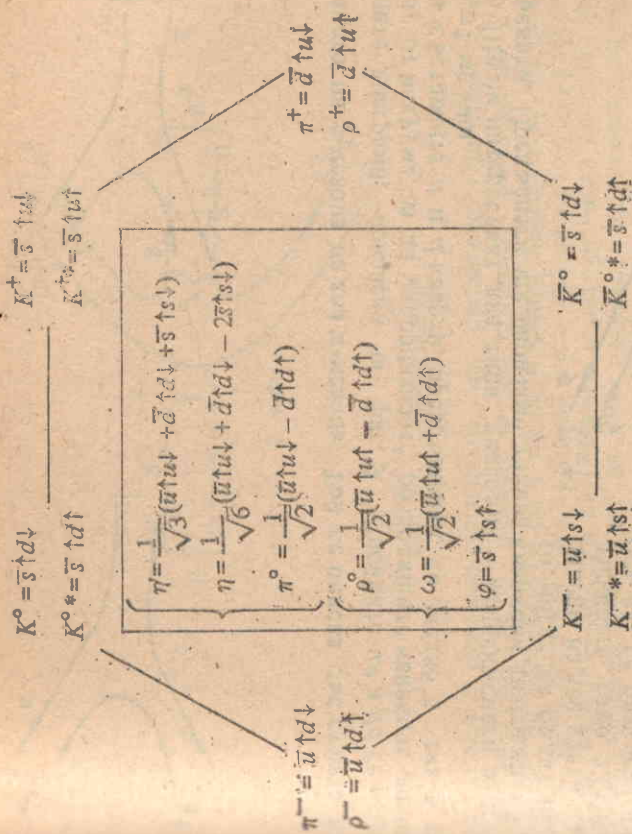
1. Мезоните са свързани състояния на кварк и антикварк $M = q\bar{q}$, а барионите на три кварка $B = qq\bar{q}$.
2. Квантовите числа на трите аромата кварки u , d и s са дадени в таблица 1. Запомнете, че електричният и барионният им заряд са дробни числа!
3. Всеки аромат u , d и s съществува в три цвята.

Таблица 1

	Q	I	I_3	B	S	$Y=B+S$
u	$+2/3$	$1/2$	$1/2$	$1/3$	0	$1/3$
d	$-1/3$	$1/2$	$-1/2$	$1/3$	0	$1/3$
s	$-1/3$	0	0	$1/3$	-1	$-2/3$

ОЩЕ ЗА КВАРКОВАТА СТРУКТУРА НА АДРОНИТЕ

Изхождайки от хипотезата, че мезоните са свързани състояния на кварк и антикварк $M = q\bar{q}$, нека видим какви са възможните стойности за техните спин и четност. Знаем, че четността на една частица, съставена от два кварка, q и $\bar{q}$, е $P = P_q P_{\bar{q}} (-1)^L$, където P_q е вътрешната четност на кварка, $P_{\bar{q}}$ на антикварка, а L е относителният им орбитален момент. Тъй като четностите на частицата и античастицата при фермионите имат противоположен знак (кварките имат спин $1/2$ и следователно са фермиони), произведението $P_q P_{\bar{q}} = -1$ и четността на мезона ще бъде равна на $P = (-1)^{L+1}$. Пълният им спин е $J = L + S$, където L е относителният орбитален момент, а S е сумата от спините на двата кварка. Основното състояние е $L=0$, $S=0$, отговарящо на противоположно насочени спинове на двата кварка и относителен орбитален момент 0 . В този случай $J^P = 0^-$ и основното състояние на истината точно съответствува на псевдоскаларните мезони! При положение, че двата спина са еднакво насочени и $L=0$, пълният спин J е единица, а четността -1 , $J^P = 1^-$ — отново правилно съотношение между спина и четността за векторните мезони!



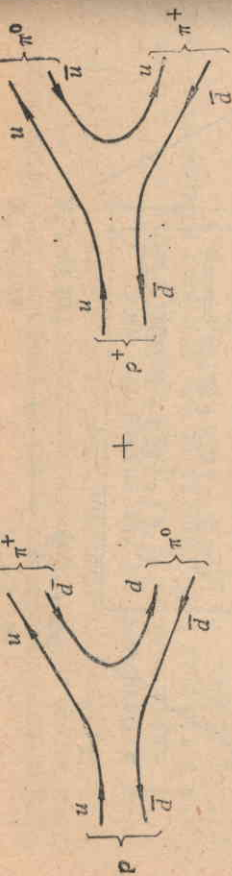
Фиг. 8. Кварково съдържание на псевдоскаларния (с противоположно насочени спинове на кварките) и на векторния (нечетни мезони)

Кварковото съдържание на псевдоскаларния и векторния нонет мезони е показано на фиг. 8.

Интересно е да се отбележи различната кваркова структура на псевдоскаларните η и η' от една страна, и векторните ω и ϕ мезони, от друга. Този факт все още не е намерил достатъчно убедително обяснение в рамките на прост модел.

Чисто „странната“ структура на ϕ -мезона дава възможност да се обясняват особеностите на неговите разпадания. За да направим това обаче, е необходимо да се запознаем с едно важно правило в кварковия модел — т. нар. правило на Окубо, Цвайг и Изуки („правило на ОЦИ“) или още „правило за непрекъснатите кваркови линии“.

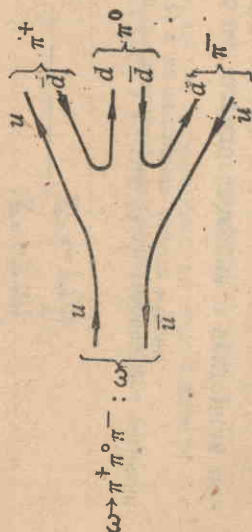
Нека на кварките съпоставим непрекъснати линии, насочени от ляво на дясно, а на антикварките — линии с противоположна посока. По непрекъснатите линии квантовите числа на кварките са еднакви и те трябва да се разположат така, че всички закони за запазване да са изпълнени. Като пример да разгледаме разпа-



Фиг. 9

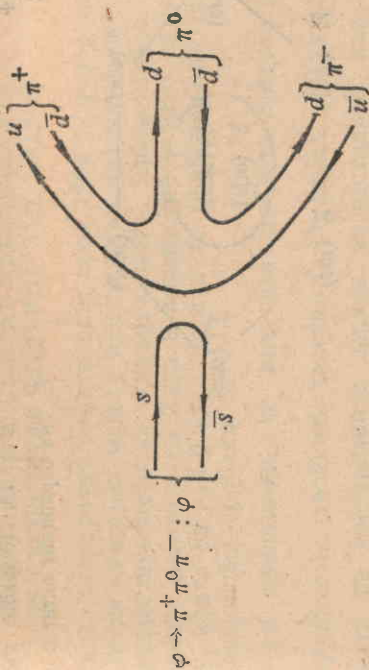
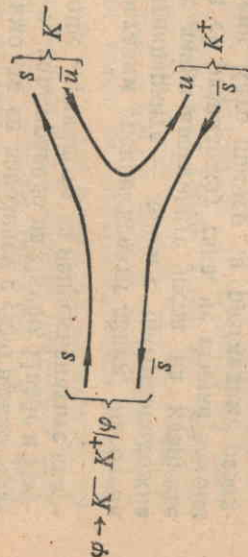
дането на ρ -мезона на два π -мезона. Той се описва със сумата на двете диаграми, показани на фиг. 9. Двойките $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$ се раздат от вакуума, за да „адронизират“ разходящите кваркови линии на съставните u и d -кварки, превръщайки се заедно с тях в π^+ и π^0 -мезони.

Ще ни интересуват два типа диаграми — непрекъснати и прекъснати. Прекъснати ще наричаме такива кваркови диаграми, които могат да бъдат разделени на две части, съдържащи само адрони, без да се разкъсва нито една кваркова линия. Обратно, непрекъснати са диаграмите, които не могат да бъдат разделени по този начин. Диаграмите, отговарящи на разпадането на ρ -мезона, са непрекъснати. Правилото на ОЦИ в този случай гласи: „Процесите, които се описват от прекъснати кваркови диаграми, са силно подтиснати в сравнение с процесите, описвани от непрекъснати диаграми.“ В съвременната теория на силните взаимодействия правилото на ОЦИ намира своето обяснение, но ние ще се



Фиг. 10. $\omega \rightarrow 3\pi$ -разпадане

Фиг. 11. $\varphi \rightarrow K^- K^+ \pi^0$ -разпадане



Фиг. 12. $\varphi \rightarrow 3\pi$ -разпадане

задоволим с феноменологичното му прилагане. Известно е, че ω -мезонът охотно се разпада на три π -мезона, φ -мезона на $2K$ -мезона, но разпадането на φ на 3π е силно подтиснато, въпреки че на пръв поглед то би трябвало да е най-малкото от същия порядък като $\omega \rightarrow 3\pi$, тъй като всички квантови числа на двете чистици съвпадат. Обяснение ни дава правилото за непрекъснатите кваркови линии заедно с факта, че $\varphi = s\bar{s}$ и има „скрита странност“ — „откритата“ странност на φ е нула. Наистина, както се вижда и от фиг. 10 и фиг. 11, $\omega \rightarrow 3\pi$ и $\varphi \rightarrow K^+ K^-$ съответствуват непрекъснати кваркови диаграми, а на разпаданията $\varphi \rightarrow 3\pi$ съответствува прекъсната диаграма (фиг. 12). В един от следващите параграфи ще видим, че поучени от горния пример, с помощта на правилото на Окубо — Цвайг — Изуки ще можем да интерпретираме някои нови важни експериментални факти.

Да преминем сега към строежа на барионите. Октетът на основните бариони има спин $1/2$ и като имаме пред вид, че те са съставени от три кварка, ясно е, че два от тях имат противоположни спинове

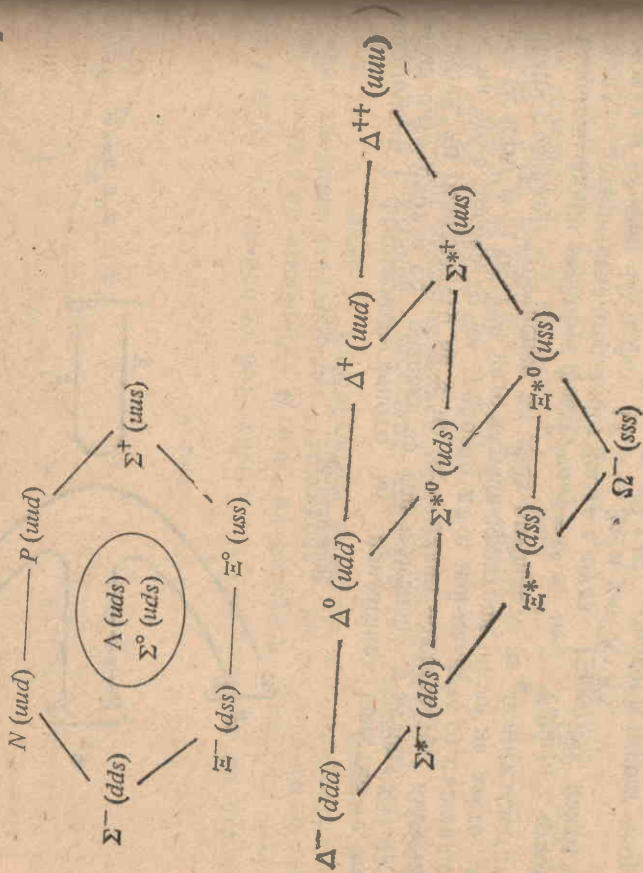
$$B = q^I \uparrow q^{II} \downarrow q^{III} \downarrow.$$

Кварковата структура на октета $J^P = \frac{1}{2}^+$ по аромати е показана на фиг. 13. За да образуваме декаплета с $J^P = \frac{3}{2}^+$, е необходимо и трите кварка да имат еднакво насочени спинове

$$B = q^I \uparrow q^{II} \uparrow q^{III} \uparrow.$$

$$J^P = \frac{1}{2}^+$$

Фиг. 13. Кварково съдържание на барионния октет с $J^P = \frac{1}{2}^+$



Фиг. 14. Кварково съдържание на барионния декаплет $J^P = \frac{3}{2}^+$

Тогава съвсем не е трудно да се види, че разпределението на кварките по аромати в състава на декаплета е такова, каквото е показано на фиг. 14.

Оказа се, че и на всички останали резонанси може да бъде приписана кваркова структура от типа $M = q\bar{q}$ и $B = qq\bar{q}$, като по-високите спинове се получават от основните състояния, които разгледахме като орбитални възбуждания (със стойности на $L > 0$). До днешния момент няма експериментални данни, които да сочат, че съществуват „екзотични“ състояния от типа $M = q\bar{q}q\bar{q}$, $M = qq$, $B = q\bar{q}q$, $B = qq\bar{q}q\bar{q}$ и други. Цялата спектроскопия на известните ни адрони може да се обясни с кварковия модел ($M = q\bar{q}$ и $B = qq\bar{q}$).

ТЕОРЕТИЧНИТЕ ОБСЪЖДАТ ВЪЗМОЖНОСТТА ДА СЪЩЕСТВУВА ЧЕТВЪРТИ ТИП КВАРКИ

В редица теоретични работи още през 1964 г. въз основа на предполагаема симетрия между лептоните и кварките беше предвидено съществуването на четвърти кварк. Преди всичко трябва да отбележим работите на Хара и независимо от него на Бюркен и Глешоу, които са най-близки по дух до съвременните представяния за възникналия проблем.

Нека си припомним, че има два дублета лептони. (ν_e, e^-) и (ν_μ, μ^-) . Зарядите на двойките частици (ν_e, ν_μ) и (e^-, μ^-) са еднакви, а разликата на електричните заряди на частиците във всеки дублет е единица. От трите кварка u , d и s може да се образува само един дублет от този тип $\begin{pmatrix} u, Q_u = \frac{2}{3} \\ d, Q_d = -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$. Тук отново разликата в зарядите на частиците в дублета е равна на единица. Ако предположим, че между лептоните и кварките има симетрия, става съвсем естествено да въведем нов четвърти кварк c , който заедно със страниния кварк s , имащ електричен заряд $-\frac{1}{3}$, да образува втори дублет от горния тип. Зарядът на c -кварка трябва да е такъв, че $Q_c - Q_s = Q_c + \frac{1}{3} = 1$. Оттук веднага получаваме, че $Q_c = +\frac{2}{3}$. Новият кварк е с различен аромат, който Глешоу кръсти „чар“. Чарът характеризираме с ново квантово число $C=1$.

Няколко години по-късно Глешоу, Илиопулос и Майани, изучавайки структурата на теорията на слабите взаимодействия, показаха, че четвъртият кварк е наистина необходим. Само с негова помощ можеха едновременно да бъдат обяснени нищожната вероятност за разпадаването $K_L \rightarrow 2\pi$ и разликата в масите на K_L и K_S -мезоните. (K_L и K_S -мезоните са линейни комбинации на K^0 и $\bar{K}^0$: $K_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0)$, $K_S = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0)$). От известната разлика $m_{K_L} - m_{K_S}$ Ли, Гайар и Роснер пресметнаха, че масата на c -кварка е $m_c \approx 1.5 - 2, 0 \text{ GeV}$ и следователно откриването на частици, които съдържат новия кварк, беше по възможностите на съществувашите ускорители!

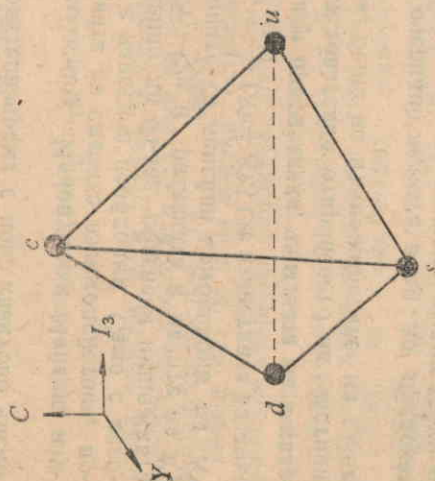
Наличието на нов кварк очевидно веднага води до предсказването на много нови частици. Да се опитаме, изхождайки от известната ни кваркова структура на адроните, сами да определим какви нови частици ще очакваме.

Таблица 2

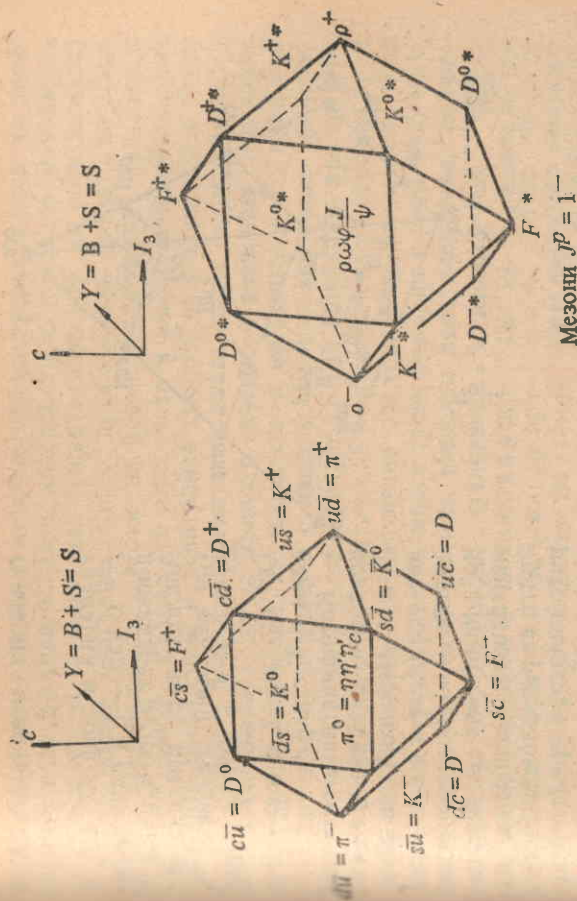
	u	d	s	c
$\tilde{u}$		$\tilde{u} \uparrow d \downarrow = \pi^-$ $\tilde{u} \uparrow d \uparrow = \rho^-$	$\tilde{u} \uparrow s \downarrow = K^-$ $\tilde{u} \uparrow s \uparrow = K^{*-}$	$\tilde{u} \uparrow c \downarrow = D^0$ $\tilde{u} \uparrow c \uparrow = D^{0*}$
$\tilde{d}$	$\tilde{d} \uparrow u \downarrow = \pi^+$ $\tilde{d} \uparrow u \uparrow = \rho^+$			$\tilde{d} \uparrow c \downarrow = D^+$ $\tilde{d} \uparrow c \uparrow = D^{+*}$
$\tilde{s}$	$\tilde{s} \uparrow u \downarrow = K^+$ $\tilde{s} \uparrow u \uparrow = K^{+*}$	$\tilde{s} \uparrow d \downarrow = K^0$ $\tilde{s} \uparrow d \uparrow = K^{0*}$		$\tilde{s} \uparrow c \downarrow = F^+$ $\tilde{s} \uparrow c \uparrow = F^{+*}$
$\tilde{c}$	$\tilde{c} \uparrow u \downarrow = \bar{D}^0$ $\tilde{c} \uparrow u \uparrow = \bar{D}^{0*}$	$\tilde{c} \uparrow d \downarrow = D^-$ $\tilde{c} \uparrow d \uparrow = D^{*-}$	$\tilde{c} \uparrow s \downarrow = F^-$ $\tilde{c} \uparrow s \uparrow = F^{*-}$	$\tilde{c} \uparrow c \downarrow = \eta_c$ $\tilde{c} \uparrow c \uparrow = J/\psi$

Фиг. 15

Да започнем с мезоните, които са свързани състояния на кварк и антикварк $M_{ik} = q_i \bar{q}_k$. Индексите i и k сега приемат четири стойности, отговарящи на четирите различни аромата — u, d, s, c , а сумирането по трите цвята се подразбира. В най-ниско състояние с орбитален момент $L=0$ пълният спин J е равен на сумата от спиновете на кварка и антикварка и следователно има само две възможности: $J=0$, когато спиновете са противоположно на-

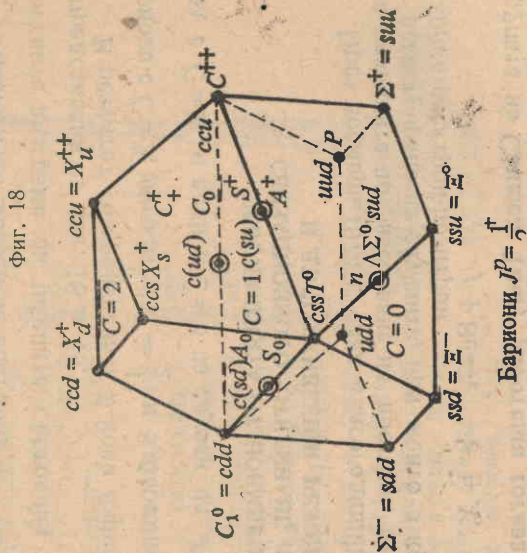


78

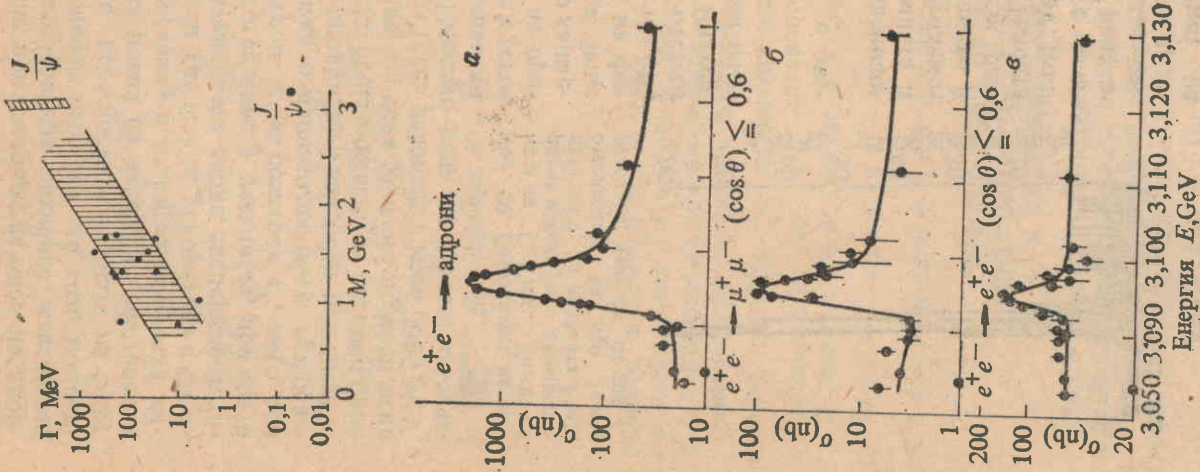


Фиг. 16

сочени, и $J=1$, когато са успоредни един на друг. И в двата случая, както и по-рано, четността е $P=(-1)^{L+1}=-1$. Кварковото съдържание на псевдоскаларния $J^P=0$ и на векторния $J^P=1^-$ мултиплет е еднакво и затова ще ги поставим в една и съща таблица. От нея се вижда, че освен известните мезони, съставени от u - и d -кварки, поради добавянето на нов кварк s се предсказват три псевдо-



Бариони $J^P = \frac{1}{2}^+$



Фиг. 22

Фиг. 21. Резултатите на групата на Б. Рихтер. Трите максимума отговарят на три различни разпадания на новия резонанс J/ψ — на адрони, $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- .

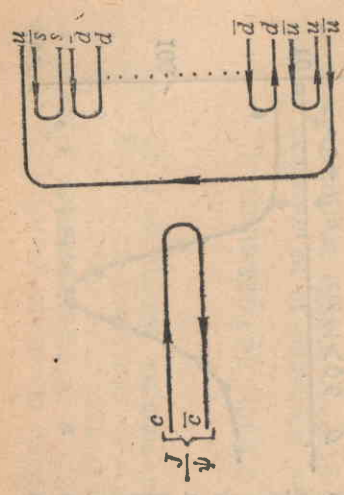
екстраполираме тази зависимост, ще получим, че ширината на J/ψ трябва да е някъде между 100 и 1000 MeV. Действителната стойност обаче е с четири порядъка (10 000 пъти) по-малка!

Всъщност ние познаваме пример, който ще ни помогне да разберем нищожената ширина J/ψ — това е ϕ -мезонът с маса 1020 MeV. Неговата ширина е 4.1 ± 0.2 MeV и всъщност не е толкова малка. Но 83% от нея се дължат на разпадането $\phi \rightarrow +2K$, което е възможно, защото масата на ϕ -мезона е малко по-голяма от масата на двата K -мезона. Ако за миг си представим, че масата на ϕ -мезона беше недостатъчна, той да се разпадне на двата най-леки странични мезона — K -мезоните, то ширината му ширина би се образувала само от оставиците 17%, а именно била едва 0,7 MeV, което е само с един порядък повече от ширината на J/ψ . Нека си спомним, че ϕ -мезонът е свързано със

стояние на страни кварк и антикварк и че съгласно с правилото на непрекъснатите кваркови линии, разпадането му на три π -мезона, които са съставени от u и d -кварки, е силно подтиснато (вж. фиг. 12).

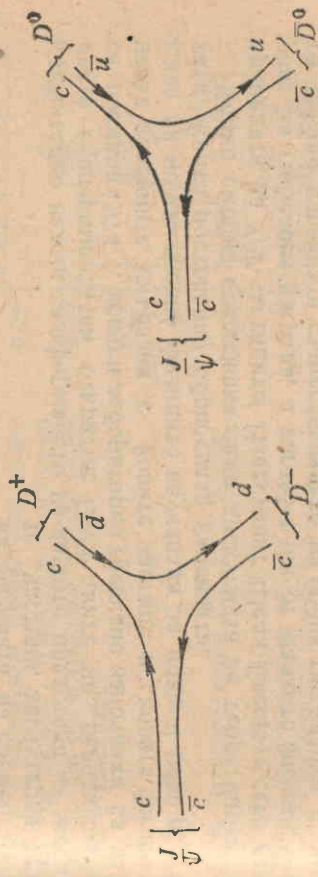
Тогава малката ширина на J/ψ може да бъде разбрана, ако предположим, че тя е свързано състояние на два нови тежки кварка — кварк и антикварк, всеки с маса около 1,5 GeV. Най-естествено е това да са предсказаните вече кварки с чар c и

Фиг. 23

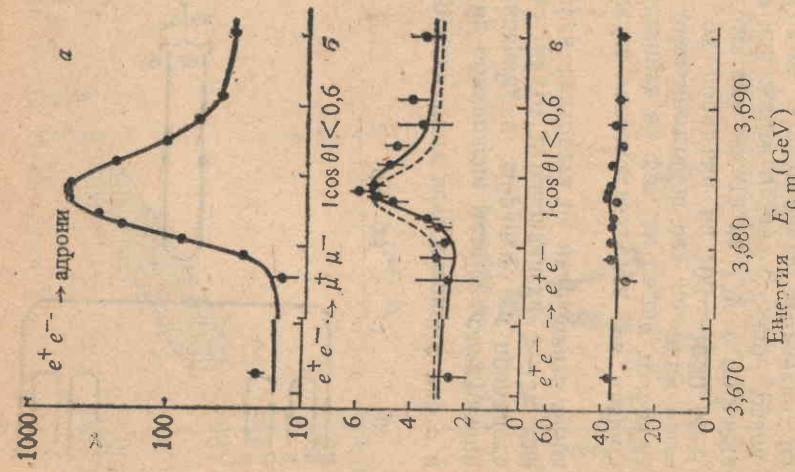


В този случай разпадането на обикновени мезони (съдържащи само известните u , d и s -кварки) е забранено от правилото на Окубо, Цвайг, Изуки, също както и разпадането $\phi \rightarrow 3\pi$, тъй като при него е нарушена непрекъснатостта на кварковите линии (фиг. 23).

Разпаданията без нарушение на непрекъснатостта на кварковите линии, като например показаните на фиг. 24, също трябва да бъдат забранени, тъй като те биха протичали без никакви пречки и биха довели до ширини от порядъка на 100—1000 MeV. Такава забрана е възможна само ако масата на J/ψ е по-малка от сумите на масите на два от най-леките мезона с чар, различен от нула — D -мезоните. Тогава разпаданията, означени на фиг. 24, са невъзможни като противоречащи на закона за запазване на енергията. Малката ширина на разпадането на J/ψ в адро-



Фиг. 24



Фиг. 25

ключително важни за оформянето на нашите представи за микро-света експериментални открития. След дните на „революцията“ от ноември 1974 г. всички лаборатории трескаво започнаха да изучават явленията, свързани с новите частици и „новата физика“. Едва ли не ежедневно физическите научаваха за нови и нови резултати, които постепенно обрисоваха картината.

Колко емоции предизвика само дискусията на теоретичите за природата на J/ψ -частиците! Известният Шели Глешоу, сега лауреат на Нобелова награда, а тогава един от малкото физики, които твърдо вярваха в съществуването на новия тип кварки с чар, в спор със своите опоненти публично заяви, че ако J/ψ не е свързано състояние на тежки кварк и антикварк с различен от ну-

ни е следователно важно съ-
ображение в полза на хипо-
тезата, че тази частица е чи-
сто $c\bar{c}$ -свързано състояние.
Пътят обаче до окончателно-
то й възприемане се оказа
дълъг.

В Стенфорд експеримен-
тално беше доказано, че спин-
четността на J/ψ е 1^- , също
както на чисто векторна ча-
стица, а изотопичният ѝ спин
е нула.

Няколко дена след откри-
ването на J/ψ в Стенфорд, а
малко по-късно и в Хамбург,
в пълното сечение на реак-
цията $e^+e^- \rightarrow \text{адрони}$ беше на-
мерен още един тежък мно-
го тесен резонанс с маса
3686 MeV и ширина $\Gamma =$
0,215 MeV. Също както J/ψ ,
новият резонанс, наречен ψ' ,
има $J^P = 1^-$ и изотопичен
спин 0. На фиг. 25 е показан
пикът, отговарящ на ψ' , ви-
дян в сечението.

С откриването на J/ψ за-
почна нов етап в развитието
на физиката на елементарни-
те частици, характерен с из-
ключително важни за оформянето на нашите представи за микро-
света експериментални открития. След дните на „революцията“
от ноември 1974 г. всички лаборатории трескаво започнаха да изу-
чават явленията, свързани с новите частици и „новата физика“.

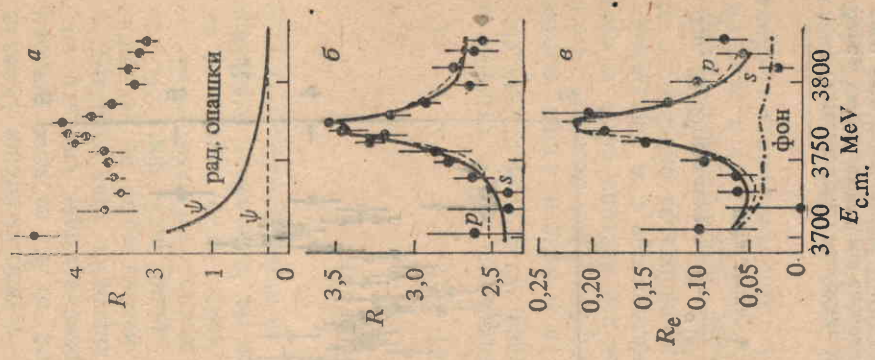
ла чар, той пред всички бавно ще изаде шапката си. Всички
работеха с небивал ентузиазъм — и експериментатори, и теорети-
ци. Въодушевлението от неочакваните нови открития беше харак-
терен белег за втората половина на седемдесетте години. Резул-
татите от тази огромна и вдъхновена работа са и предмет на
нашия по-нататъшен разказ.

ШИРОКИ РЕЗОНАНСИ С МАСИ, ПО-ГОЛЕМИ ОТ ψ'

Внимателното изучаване на поведението на пълното сечение
на превръщането на e^+e^- в адрони доведе до откриването на
редяца нови резонанси между 3,7 и
4,5 GeV. Един от последните резо-
нанси беше намерен през 1977 г.
Масата му 3772 MeV лежеше много
близко до масата на ψ' и поради
това неговата структура можа да бъ-
де видяна само след като беше от-
странен фонът от радиационните
„опашки“ на J/ψ и ψ' (фиг. 26).

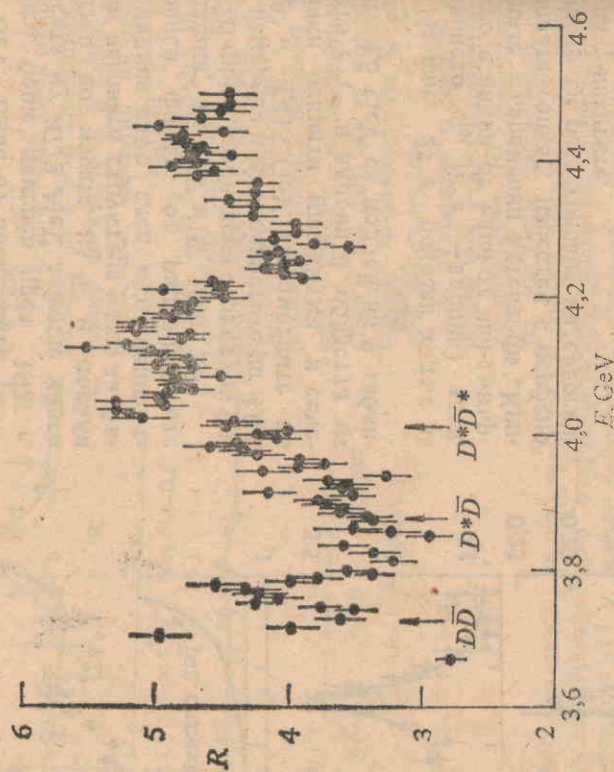
Широки резонансни структури бя-
ха намерени и в околностите на 4,03,
4,16 и 4,415 GeV. Параметрите на
исички открити максимуми в сече-
нието e^+e^- в адрони в областта от
3 до 4,5 GeV са подредени в табли-
ца 3.

На фиг. 27 е показан ходът на
сечението $\sigma_{\text{tot}}(e^+e^- \rightarrow \text{адрони})$ така,
както е видян от един от най-съвър-
шените съвременни детектори „Кри-
сталната топка“, известен с особено
точното си регистриране на енергия-
та на γ -квантите.



Фиг. 26. Отношението $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{всичко})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$,
близко до резонанса $\psi(3772)$: а) R ;
б) R след отстраняване на фона от радиацион-
ните опашки на J/ψ и ψ' ;
в) $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+X)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$.

Резонанс	Маса, MeV	Гадрони, MeV	$\Gamma_{e^+e^-}$, MeV
J/Ψ	$3096.93 \pm 0.09^*$	0.063 ± 0.009	4.8 ± 0.6
Ψ'	$3683.00 \pm 0.15^*$	0.215 ± 0.040	0.19 ± 0.2
Ψ''	3768 ± 5	26 ± 5	0.27 ± 0.06
$\Psi(4.030)$	4030 ± 5	52 ± 10	0.76 ± 0.10
$\Psi(4.160)$	4159 ± 20	48 ± 20	0.78 ± 0.31
$\Psi(4.415)$	4415 ± 6	43 ± 20	0.43 ± 0.13



Фиг. 27. Отношението $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адрони})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$, измерено в детектора „Кристал-бирск“, като е използван специален метод за калибриране на енергията на e^+e^- -снопите в ускорителя ВЭПП-4.

* Особено точно измерване на масите на J/Ψ и Ψ' е направено в Новосибирск, като е използван специален метод за калибриране на енергията на e^+e^- -снопите в ускорителя ВЭПП-4.

КВАРКОНИУМ И ЧАРМОНИУМ

По аналогия със свързаното състояние на електрона и позитрона — позитрония, свързаното състояние на един кварк и един антикварк ще наричаме кваркониум, а на кварк и антикварк с шармониум.

Какви са следствията от хипотезата, че тесните резонанси J/Ψ и Ψ' са свързани състояния на c и $\bar{c}$ кварки?

Първият извод ние вече направихме, когато търсехме възмож-но обяснение за малката ширина на J/Ψ . Ако това е така, J/Ψ , както и Ψ' трябва да имат маса, по-малка от удвоената маса на най-лекия предполагаем мезон с чар — псевдоскаларния D -мезон. Фактът, че всички състояния, по-тежки от Ψ' , са вече широки, говори, че те са краткоживеещи и се разпадат при силните взаимодействия. На езика на кварковите диаграми това означава, че разпадането им на два псевдоскаларни мезона може да се опише с помощта на непрекъснати кваркови линии (виж фиг. 24). Направеното наблюдение е изключително важно, тъй като то ни дава възможност да предскажем, използвайки само закона за запазване енергията, много точно масата на D -мезоните. Наистина удвоената маса на D -мезоните трябва да лежи между масата на шарм — Ψ' и Ψ''

$$\Psi(3686) < 2 m_D \leq \Psi'(3768)$$

и следователно

$$1843 \text{ MeV} < m_D < 1884 \text{ MeV.} \quad (4)$$

Експериментално е установено, че спинът на J/Ψ е единица, а четността е -1 . Оттук веднага следва, че за този случай спиновете на съставлящите c и $\bar{c}$ -кварки са с една и съща посока $|S| = 1/2 + 1/2 = 1$ и относителният орбитален момент* $L = 0$ ($P = (-1)^{L+1}$). Свързаните състояния на две частици имат и още една степен на свобода, която се характеризира с т. нар. радиално квантово число. В по-нататъшната ни работа за описанието на различните състояния на $q\bar{q}$ -системата ще използваме стандартните спектроскопични означения $(n, l+1)^{2s+1} L_J$, където n , е стойността на радиалното квантово число, $s = |S|$ — големината на спина

* Строго казано, с отрицателна четност може да бъде и състояние с $J=2, 4, \dots$, но тъй като няма тесни резонанси с маса, по-малка от J/Ψ , естествено е да приемем, че то отговаря на основното състояние с $J=0$.

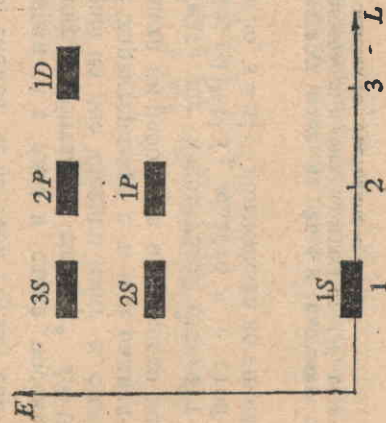
на $q\bar{q}$ -състоянието, $L=|L|$ е големината на орбиталния момент на импулса, а $J=|J|=L+S$. Състоянието с $L=0$ се бележи с буквата S , с P — състоянието с $L=1$, с D — $L=2$, с F — $L=3$ и т. н. Вече предположихме, че J/Ψ е основното състояние с най-малка маса на $c\bar{c}$ -системата, следователно за него радиалното квантово число $n_r=0$ и в новите означения $J/\Psi=(0+1)^{2,1+1}S_1=1^3S_1$. Тъй като Ψ' има същите квантови числа като J/Ψ , естествено е да го интерпретираме като първото радиално възбудено състояние — $n_r=1$, $\Psi'=2^3S_1$.

Какви са силите, с които си взаимодействуват c -кварка и $\bar{c}$ -антикварка? Преди всичко налице е кулоново взаимодействие между тях, дължащо се на електричния им заряд ($Q_c=+2/3$, $Q_{\bar{c}}=-2/3$), ако за единица електричен заряд приемем заряда на електрона). Енергетичният спектър на такава система е същият както при водородния атом и се определя от известната формула

$$E=-\frac{A}{n^2}, \quad n=n_r+L+1, \\ A=\text{const.}$$

Взаимното разположение на отделните нива е представено на фиг. 28. Нека отбележим, че нивата $2s$ ($n_r=1$, $L=0$) и $1P$ ($n_r=0$, $L=1$) имат една и съща енергия (физиките често използват за такива случаи термина „изродени нива“). Нивата $3S$, $2P$ и $1D$ са също изродени. За нас ще бъде важно, че нивото $1D$ лежи по-високо от $2S$.

Кварките освен електромагнитно си взаимодействуват и силно. Кой са характерните особености на силното взаимодействие, които трябва да отчетем? Свободни кварки досега не са открити. Тогава лесно може да се съобрази, че ако те съществуват вътре в адроните, силите между тях трябва да нарастват с разстоянието. В противен случай, бомбардирайки например протони, бихме могли при някаква крайна енергия E да разкъсаме връзката между q и $\bar{q}$ и да получим свободен кварк. Регистрирането на сво-



боден кварк q означава, че той се намира на огромно разстояние от кварк $\bar{q}$, с който е бил свързан. Ако силата на взаимодействие между кварките расте с разстоянието, енергията, необходима, за да се раздалечат двата кварка на голямо разстояние, клони към безкрайност. По този начин, предполагайки, че силите между кварките нарастват с разстоянието, можем да обясним защо те не са наблюдавани в свободно състояние. За протота ще считаме, че междукварковите сили, отговорни за тяхното силно взаимодействие, са хармонични — т. е. пропорционални са на разстоянието между тях.

На това място внимателният читател би разсъждавал така. Хармоничните сили са огромни, когато разстоянието между кварка и антикварка е голямо, и с тяхна помощ добре може да бъде обяснено липсата на свободни кварки. Когато обаче разстоянието между кварките е много малко, хармоничните сили са нищожни, а кулоновите стават много големи. Откъде знаем, че на малки разстояния взаимодействието, което удържа кварките в адроните, фактически може да се пренебрегне? Без да влизаме в подробности, ще кажем, че това е наистина така и само по този начин могат да бъдат обяснени резултатите от опитите по т. нар. дълбоко нееластично разсейване на лептони (ν, e, μ) от адрони (p, n). Като приемем този факт, спокойно можем да продължим нататък. Енергетичните нива на система от две частици, които си взаимодействуват с хармонични сили, се определят от формулата

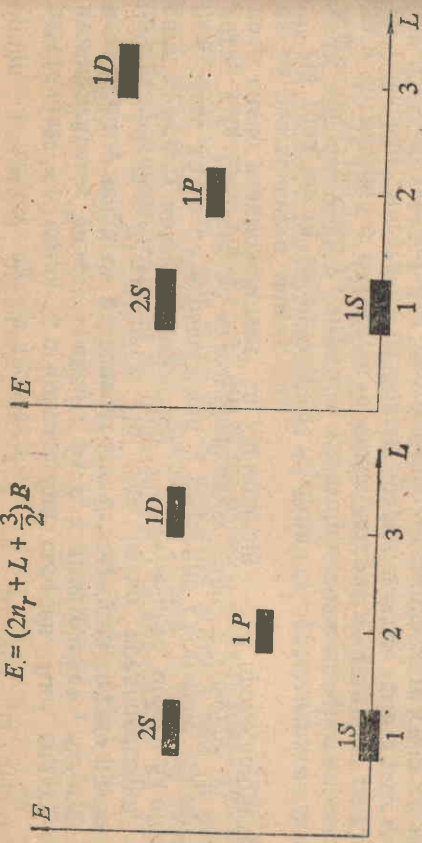
$$E=(2n_r+L+\frac{3}{2})B, \quad B=\text{const.}$$

Взаимното им разположение е показано на фиг. 29. В този случай нивата $1P$ ($n_r=0$, $L=1$) лежат точно по средата между нивата $1S$ ($n_r=0$, $L=0$) и $2S$ ($n_r=1$, $L=0$), а нивата $2S$ и $1D$ са изродени (т. е. съвпадат).

Между кварките действа резултатна сила, равна на сумата от кулоновата и хармоничната. В този случай трябва да очакваме, че вследствие на смесването на двете сили нивото $1P$, което в кулоновия случай съпада с $2S$, ще заеме място между $2S$ и половината от разстоянието между $1S$ и $2S$, а нивото $1D$ ще лежи малко по-високо от $2S$. Качествената картина на разположението на нивата за $q\bar{q}$ -системата ще бъде, както е показано на фиг. 30.

В направеното досега разглеждане ние не отчетохме наличието на спинове у кварките, което води до специфично т. нар. спин-спи-

$$E = (2n_r + L + \frac{3}{2})E$$



Фиг. 29. Энергетични нива на система от две частици, взаимодействащи с хармонични сили

Фиг. 30. Энергетични нива на система от две частици, взаимодействащи едновременно с кулонови и хармонични сили

ново взаимодействие, различно за случаите, когато кваркът и антикваркът имат еднопосочни или противоположно насочени спинове. Спиновото взаимодействие ще доведе очевидно до разцепване на всички досега разглеждани нива на две — едно отговарящо на успоредни спинове $S = S_q + S_{\bar{q}} = 1$ и друго на противоположни спинове $S = S_q - S_{\bar{q}} = 0$. По-подробният количествен анализ показва, че нивата с $S = 0$ (псевдоскаларните нива) имат малко по-малка маса от тези с $S = 1$ (векторните). Свързаните състояния на $q\bar{q}$ -двойката с $S = 1$ се наричат ортокварконииум (за $\bar{c}\bar{c}$ -ортокварконииум), а с $S = 0$ — паракварконииум (за $\bar{c}\bar{c}$ -паракварконииум). Спектроскопичните им означения са съответно $(n_r + 1)^3 L_J$ и $(n_r + 1)^1 L_J$.

Тъй като пълният спин на J/Ψ и Ψ' е единица и ние предполагаем, че J/Ψ е състояние с $L = 0$, то е необходимо да идентифицираме J/Ψ с основното състояние на ортокварконииума $1^3 S_1$, а Ψ' с първото радиално възбудено състояние $2^3 S_1$. Моделът на кварконииума предсказва и наличието на три близки състояния на паракварконииума — $1^1 S_0$, което се означава още и с η_c и лежи малко по-ниско от $1^3 S_1 \equiv J/\Psi$, $2^1 S_0 \equiv \eta_c'$ с маса, по-малка от $2^3 S_1 = \Psi'$, и $1^1 P_1$ под $1^3 P_2$.

На края нека отбележим, че в нивото на ортокварконииума $1^3 P_2$ както спинът, така и относителният орбитален момент имат

стойност, различна от нула — и двете величини са равни на единица. В този случай свършено аналогично на спин-спинового взаимодействие се появява спин-орбитално взаимодействие, чиято интензивност е функция на взаимното разположение на спина на системата и нейния орбитален момент. Тези две величини съгласно законите на квантовата механика могат да се срещнат в следните три комбинации:

- 1) орбиталният момент има една и съща посока със спина. В този случай пълният спин J ще бъде 2 и състоянието $1^3 P$ се означава като $1^3 P_2$;
- 2) орбиталният момент е перпендикулярен на спина. В този случай J има стойност 1 и състоянието е $1^3 P_1$;
- 3) орбиталният момент е насочен противоположно на спина. В този случай J има стойност 0 и състоянието е $1^3 P_0$.

Отчитайки казаното, може да бъде предсказана следната схема на енергетичните нива на системата от два свързани c и $\bar{c}$ -кварка (фиг. 31.)

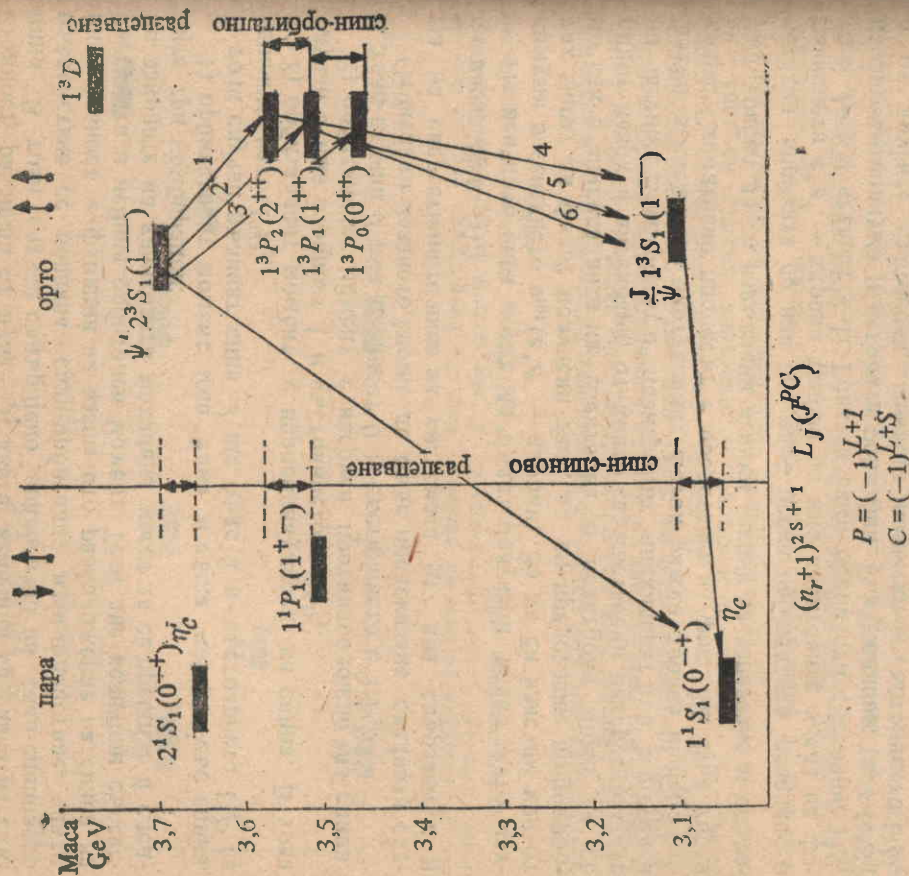
Не всичките нива могат да бъдат получени пряко като максимуми в сечението $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \text{адрони})$. За да си изясним кои от тях могат да бъдат получени така, да си представим по-подробно как в аниhilацията на електрона и позитрона може да се родят кварк и антикварк, от които са съставени интересувашите ни частици. Електронът и позитронът аниhilират във виртуален фотон, а след това виртуалният фотон ражда двойка кварк-антикварк. Схематично процесът е представен на фиг. 32. Във върха $\gamma q\bar{q}$ трябва да са изпълнени всички закони за запазване и следователно двойката $q\bar{q}$ или все едно всеки наблюдаван резонанс в реакцията $e^+e^- \rightarrow \text{адрони}$ трябва да има квантовите числа на фотона $J=1$ и четност -1 . Това са само основното състояние $1^3 S_1$ на ортокварконииума и неговите радиални възбуждания, $(n_r + 1)^3 S_1$, а от другите състояния, лежащи по-ниско — състоянието $1^3 D_1$ ($L=2, S=1, J=1, P=(-1)^{L+1} = (-1)^{2+1} = -1$). Състоянието на паракварконииума $(n_r + 1)^1 S_0, 1^1 P_1$ и на ортокварконииума $1^3 P_0$ нямат квантовите числа на фотона и следователно не могат да бъдат пряко наблюдавани като максимуми в сечението $\sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \text{адрони})$. Тяхното съществуване може да бъде доказано, ако се регистрират монохроматични γ -кванти (т. е. γ -кванти с точно определена енергия) от радиационните им разпадания, напр.

$$\Psi' (2^3 S_1) \rightarrow \gamma + 1^3 P_2, \quad 1^3 P_2 \rightarrow \gamma + J/\Psi (1^3 S_1), \quad \Psi' (2^3 S_1) \rightarrow 1^1 S_0 + \gamma, \\ J/\Psi (1^3 S_1) \rightarrow \gamma + 1^1 S_0 \text{ и т. н.}$$

куист. Трябваше обаче да минат почти 6 години, за да бъдат напълно потвърдени техните изводи. Едва след пускането в действие на специално проектирания и построен за тази цел детектор "Кристалната топка" отново в Стенфорд беше даден ясен и категоричен отговор на голямата част от въпросите, свързани с наблюдаването на състоянията на чармонiuма. Трябваше да кажем обаче, че част от резултатите на "Кристалната топка" потвърдиха някои по-стари изводи, получени от други групи, но с много по-голяма точност и, което е по-важно, убедително показаха, че всички данни, които не можеха да бъдат обяснени просто с модела на чармонiuма, са били погрешни.

Резултатите могат да бъдат резюмирани така:

1. Бяха наблюдавани радиационните разпадания $\Psi' \rightarrow \gamma + 1^3P_J$, $\rightarrow \gamma\gamma/\Psi$ с много по-голяма точност от тази при по-старите експерименти. Енергетичният спектър при разпаданията на Ψ' е изобразен на фиг. 33. По ординатата е нанесен броят на регистрирани-



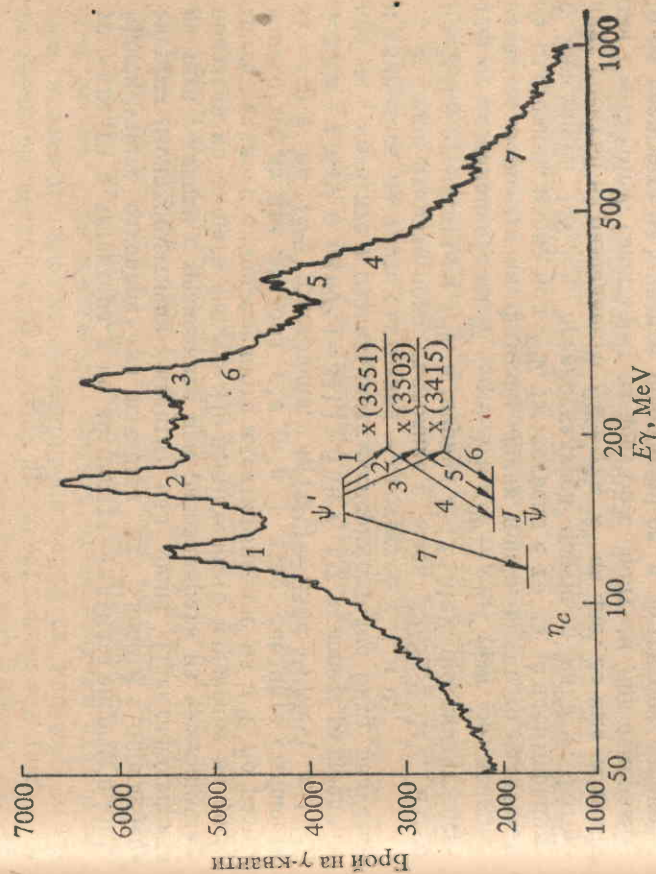
Фиг. 31. Спектърът от състояния на "чармонiuма"

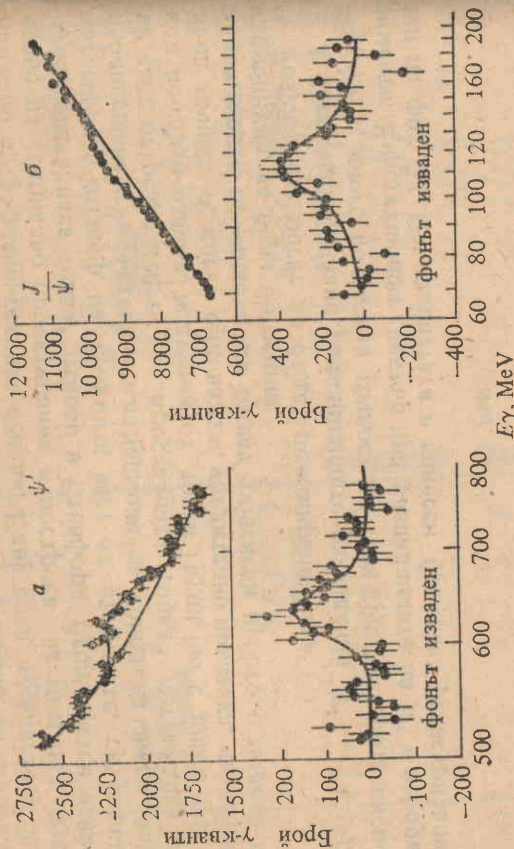
Без съмнение откриването на монохроматични γ -кванти в разпадането на Ψ' и Ψ трябваше да бъде критично за потвърждаването на $\bar{c}c$ -модела на Ψ и Ψ' частиците. Всички тези съображения бяха изказани само няколко дена след откриването на J/Ψ и Ψ' от Глешоу, Де Гухула и Апел.



Фиг. 32

Фиг. 33

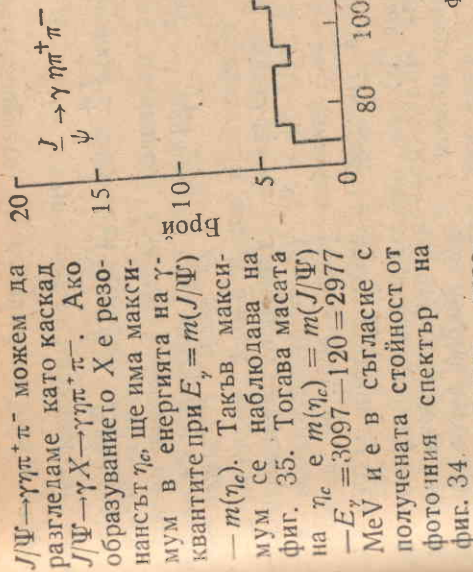




Фиг. 34

те γ -кванти в детектора, а по абсцисата — тяхната енергия в MeV. Максимумите отговарят на излишък от γ -кванти с определена енергия (монохроматични γ -кванти) над фона. Идентификацията на тези γ -кванти с очакваните при разпада на чармонийа е показана на същата фигура. По-внимателното изучаване на спектрите заедно с едновременно идентифициране на J/ψ по разпада му на два лептона $e^+e^- (\mu^+\mu^-)$ даде следните стойности за масите на 1^3P_J състояния: $m(1^3P_0) = 3413 \pm 5$ MeV. От ъгловите разпределения на γ -квантите в разпада експериментално бяха получени и спините на трите състояния — съответно 2, 1 и 0.

2. Беше открито ново състояние с маса 2978 ± 9 MeV, малко по-малка от масата на J/ψ , и ширина $\Gamma \leq 20$ MeV. Фотонният спектр от разпада на $\psi' \rightarrow \gamma + X$ и $J/\psi \rightarrow \gamma + X$ (фиг. 34) ясно показва монохроматични фотонни линии, които водят до наличието на състояние, малко под J/ψ . Естествено е то да се идентифицира с липсващия $1^1S_0 \equiv \eta_c$ псевдоскаларен партньор на J/ψ . Фотонният спектр на разпада на $J/\psi \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$ на фиг. 35 има ясен пик при $E = 120$ MeV. Спектърът на фиг. 35 е получен при измерването на енергията на γ -кванти, появяващи се в детектора заедно с η , π^+ и π^- -мезони. Очевидно е, че изследваната реакция



Фиг. 35

По-широкият резонанс ψ'' (3768) беше идентифициран със състоянието 1^3D_1 , а ψ (4030) с второто радиялно възбуждено 3^3S_1 .

В резултат на шестгодишни упорити изследвания, по време на които трябваше да бъдат преодолявани редица трудности, благодарение на работите на колективи, съставени от по няколко десетки учени, простата представа за J/ψ като неутрална частица, съставена от тежки кварк и антикварк, беше напълно потвърдена. Спектърът от всички предсказани нисколежащи състояния на чармонийа блесна с пълната си красота.

ГЛЕЩОУ СПЕЧЕЛИ БАСА И НЕ СИ ИЗЯДЕ ШАПКАТА

За да можем да кажем окончателно, че J/ψ е свързано състояние на кварк с нов аромат "чар", равен на единица, и антикварк с чар -1 , необходимо беше още, както вече обяснихме, да бъдат измерени и мезони с чар, различен от нула. По-леките от тях, D -мезоните, трябваше да имат маса m_D в тесния интервал между 1843 и 1884 MeV, което е абсолютно необходимо, за да можем въз основа на правилото за непрекъснатите кваркови линии и предположението, че J/ψ , ψ' и ψ'' са чисти $c\bar{c}$ -състояния, да обясним защо първите две частици имат нищожни адронни ширини, вследствие на което се разпадат неохотно на адрони, а ψ'' има голяма ширина.

Да напомним, че съществуването на четвърти кварк с аромат

„чар“ води още до предсказването на следните мезони с отрицателен заряд:

$$J^0 = 0^{-} \frac{1}{2} \uparrow \downarrow \quad D^+ = c\bar{d} \quad D^0 = c\bar{u} \quad F^+ = c\bar{s}$$

$$C = -1$$

$$J^0 = 1^{-} \frac{1}{2} \uparrow \uparrow \quad D^{*+} = \tilde{c}\bar{d} \quad D^{*0} = \tilde{c}\bar{u} \quad F^{*+} = \tilde{c}\bar{s}$$

$$J^0 = 0^{-} \frac{1}{2} \downarrow \downarrow \quad D^- = d\bar{c} \quad \bar{D}^0 = u\bar{c} \quad F^- = \bar{s}\bar{c}$$

$$C = -1$$

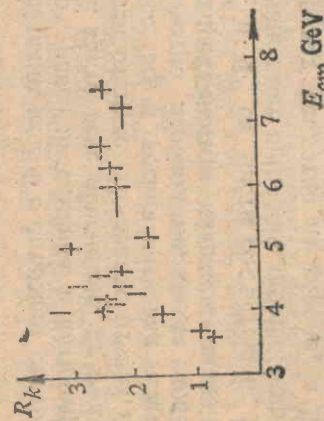
$$J^0 = 1^{-} \frac{1}{2} \uparrow \downarrow \quad D^{*-} = d\bar{c} \quad \bar{D}^{*0} = u\bar{c} \quad F^{*-} = \bar{s}\bar{c}$$

Съгласно с кварковия модел (поради спин-спиновото взаимодействие) псевдоскаларните мезони с $J^P = 0^{-}$ трябва да са различени от векторните с $J^P = 1^{-}$. Тогава, тъй като те имат заряд, различен от нула, а зарядът се запазва от електромагнитните и силните взаимодействия, те могат да се разпадат само с помощта на слабите взаимодействия, при които ароматът, в случая зарядът, не се запазва. Векторните мезони D^* и F^* са по-тежки от скаларните и ще се разпадат предимно електромагнитно и само със запазване на чара по следните схеми

$$\begin{aligned} D^{*+} &\rightarrow D^+ + \gamma \\ D^{*0} &\rightarrow D^0 + \gamma \\ D^{*-} &\rightarrow F^{*-} + \gamma \\ F^{*-} &\rightarrow F^- + \pi \end{aligned}$$

Качественият анализ на слабите разпадания на D и F мезоните, основан на хипотезата, че те имат в състава си един кварк с заряд, показва, че сигнатурата за достигане прага за образуване на двойка D -мезони ще бъде скок в сечението на образване на K -мезони. Аналогичен скок в сечението на образване на η -мезони ще бъде пък сигнал за достигане прага на образване на F -мезони.

Увеличение в сечението на образване на K -мезони беше наблюдавано както в амбург, така и в Стенфорд. Резултатите, получени от двете групи, са илюстрирани на фиг. 36.



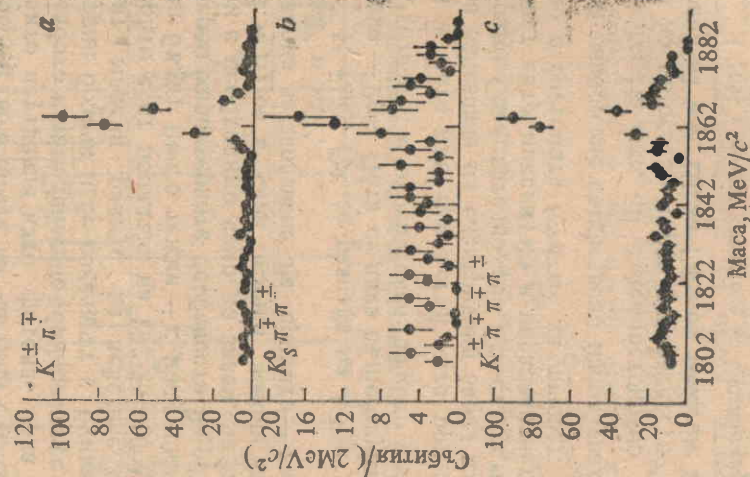
Фиг. 36

тата са нанесени отношениата $R_K^{\pm} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow K^{\pm}X)}{2\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ и $R_{K^0} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow K^0X)}{2\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$. Тахното изменение в зависимост от енергията качествено показва съгласие с очакваното увеличение след преминане на вероятния праг на раждане на двойки мезони с отрицателен заряд — 4 GeV.

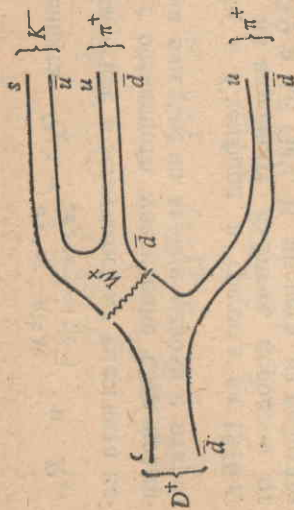
D -мезоните бяха открити в Стенфорд в средата на 1976 г. при изучаване структурата на адронните събития, породени от e^+e^- аниhilацията между 3,9 и 4,6 GeV. В процеса на работата се оказа, че най-добрият източник на D -мезони е частицата ψ' (3771), която е истинска фабрика за производството им, тъй като се разпада изключително на $D\bar{D}$ -двойка. Удобен беше и фактът, че D -мезоните се раждаха почти в покой, което дава възможност за точното определяне на масата им.

Анализът на събитията с $K^{\pm}\pi^{\mp}$ в крайното състояние доведе до откриване на максимум в инвариантната маса на $K\pi$ -системата с енергия 1864 MeV. Данните на Стенфордската група са представени на фиг. 37. Съвършено естествено беше да се интерпретира новият резонанс като D_0 или $\bar{D}_0$, тъй като той имаше маса точно в предсказания интервал и се разпадаше по нужния начин.

Все пак хипотезата за съществуване на нов четвърти тип кварки с заряд беше потвърдена едва с отклоняването на D^+ -мезоните. С какво бяха толкова важни и интересни заредените D -мезони? Отговор на този въпрос можем да полу-



Фиг. 37



Фиг. 38.

ните схващания те по аналогия с електромагнитните се осъществяват посредством обмен на частици със спин 1, които могат да бъдат както неутрални като фотона, така и заредени. Носителите на слабо взаимодействие обикновено се наричат променливи векторни бозони и се означават с буквите Z^0 и $W^\pm$. За да осигурят малкия радиус на действие на слабо взаимодействие, който е от порядъка на $10^{-16} - 10^{-17}$ cm, е необходимо Z^0 и $W^\pm$ да бъдат много тежки — с маси около 80–100 GeV¹. За да разберем характерните особености на разпаданията на $D^\pm$ -мезоните, ни е необходимо само да знаем, че във върха qqW (върховете А и В) са в сила всички закони за запазване с изключение на закона за запазване на аромата — имаме върхове само от типа csW и udW .

И така, $D^\pm$ се разпада на $K^\mp$ и два еднакво заредени π -мезона — $2\pi^\pm$. Пита се дали съществуват и разпадания $D^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$. Отговорът е отрицателен, защото с-кваркът не може да премине в $\bar{s}$, нито пък c в s , тъй като при това ще се наруши законът за запазване на електричния заряд във върха А и в двете диаграми. Следователно, ако $D^\pm$ съществува, то те трябва да се появяват като максимуми в инвариантната маса на системата $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$, но в системата $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ да липсват. Забележете, че правейки този извод, ние съществено използвахме факта, че $D^+ = c\bar{d}$ и $D^- = \bar{c}s$. На фиг. 39 е демонстрирано това изключително красиво и по същество първо доказателство на хипотезата за съществуване на чар. Шели Глешоу можеше вече да твърjestвува.

¹ Това е просто следствие на съотношението за неопределеност.

Векторните партньори на D -мезоните бяха открити отново в Стенфорд при изследване на частиците, които съпровождат D^0 и $D^\pm$. Тъй като шармът се запазва при електромагнитните и силните взаимодействия и D и D^* -мезоните имат еднакъв кварков състав, най-вероятните реакции от този тип при e^+e^- -анихилацията ще бъдат

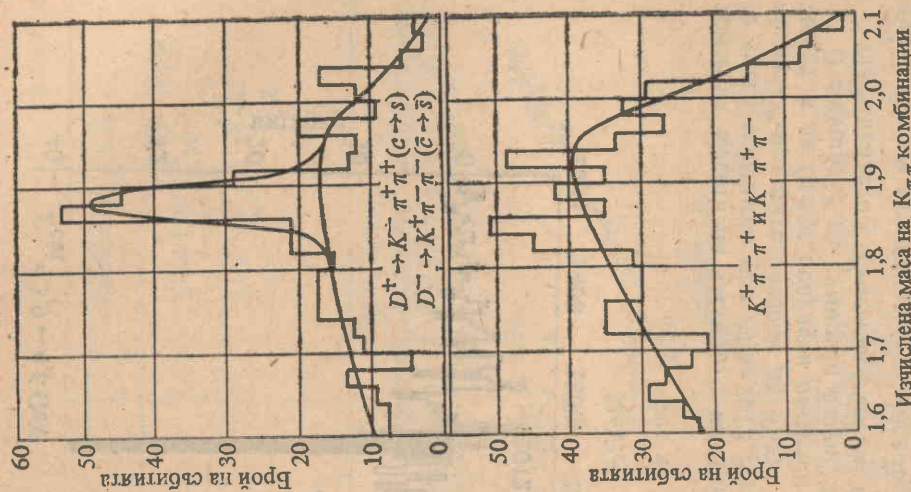
$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow D\bar{D} \\ &\rightarrow D\bar{D}^* + D^* \bar{D} \\ &\rightarrow D^* \bar{D}^*. \end{aligned}$$

Следователно един от възможните методи за ефективно търсене на D^* -мезони е анализът на частиците, придружаващи раждането на D -мезони.

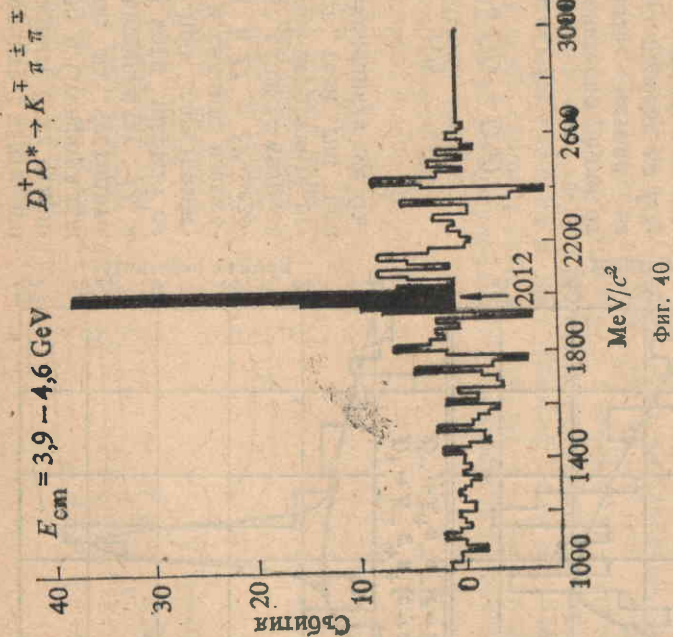
Наистина, нека знаем импулса p_D и масата M_D на D -мезона и да приемем, че механизъмът на образуването му в e^+e^- -анихилацията е съгласно нашата схема. Масата на придружаващата частица съгласно общата формула на Айнщайн за връзката между енергията и импулса (в измерителна система, в която c е приета за 1) ще бъде

$$M_R^2 = E_R^2 - p_R^2.$$

В системата на центъра на масите $p_D = -p_R$, а $E_R = E_{e^+e^-} - \sqrt{p_D^2 + M_D^2}$, където $E_{e^+e^-}$ е пълната енергия на e^+e^- . Следователно, като мерим импулсите на D -мезоните, можем да получим инвариантната маса на частиците, които ги придружават. Сред тях трябва да е и масата на D^* . На фиг. 40 са показани спек-



Фиг. 39



трите на масата на частиците, придружаващи D^+ -мезона. Вижда се тесен максимум при $M_R = 2012$ MeV. По-подробното изследване на D^* -мезоните позволи да бъдат измерени времената им на живот и да бъдат получени по-точни стойности за техните маси.

В таблица 4 са сумирани данни за тези величини. Положението с F -мезона съвсем не е така ясно. F -мезонът има кваркова структура $\bar{c}s$ и следователно за него и странността и чара не са нула. Първото съобщение за откриването му дойде от Хамбург, където бяха наблюдавани седем случая на предполагаемо разпадане

$$F^\pm \rightarrow \pi^\pm + \eta,$$

концентрирани около маса 2030 ± 60 MeV. Изучаването на енергетичния спектър на същите продукти $\pi^\pm$ и η при по-ниски енергии от предполагаемия праг за образуване на двойки $F\bar{F}$ не показва наличието на максимум.

Данните от Хамбург бяха потвърдени в три независими експеримента:

Таблица 4

	Маса, MeV	Времето на живот, s
D^0	1863.1 ± 0.9	$(1.01 \pm 0.43) \cdot 10^{-13}$
$D^\pm$	1868.3 ± 0.9	$(10.3 \pm 10.5) \cdot 10^{-13}$
D^{*0}	2006.0 ± 1.5	$(-4.1) \cdot 10^{-13}$
$D^{*\pm}$	2008.6 ± 1.0	6.2

1. В опит за изследване на фотообразуването Q -спектроскопът на Европейската организация за ядрени изследвания в Женева, Швейцария, показва максимуми в три различни реакции

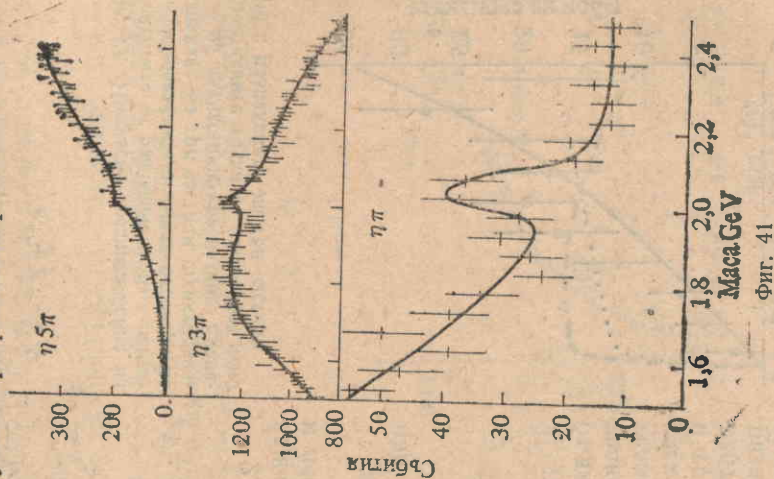
$$\begin{aligned} \gamma + p &\rightarrow \eta \pi + X \\ &\rightarrow \eta 3\pi + X \\ &\rightarrow \eta 5\pi + X. \end{aligned}$$

Данните за тези реакции са показани на фиг. 41. Максимумите могат да бъдат интерпретирани като разпадания на $F \rightarrow \eta \pi$, $F \rightarrow \eta 3\pi$, $F \rightarrow \eta 5\pi$. Средната маса за F в този случай е $m_F = (2,020 \pm 0,010)$ GeV.

2. В два различни емулсионни експеримента са видени три събития, вероятно получени при разпадането на F -мезона:

$$\begin{aligned} \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- & (2026 \pm 56) \text{ MeV} \\ K^+ \pi^+ \pi^- K^0 & (2089 \pm 121) \text{ MeV} \\ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0 & (2017 \pm 25) \text{ MeV}. \end{aligned}$$

При емулсионните експерименти може да бъде оценено и времето на живот на F -мезон



$$\tau_F = (2.0 \pm 1.8) \times 10^{-13} \text{ s.}$$

От друга страна обаче, "Кристалната топка" в Стенфорд не вижда следи от F -мезона и има очевидно несъгласие между нейните данни и тези от Хамбург. Следователно за откриването на F -мезона все още няма данни, но е ясно, че те ще бъдат получени в най-скоро време.

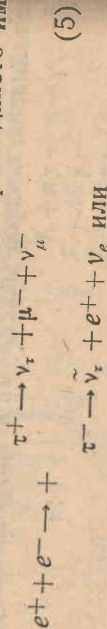
НЕ САМО НОВ ТИП КВАРКИ, НО И НОВ ЛЕПТОН!

През 1975 г. в Стенфорд беше наблюдавано аномално често раждане на $\mu^\pm e^\mp$ двойки в e^+e^- -анихилацията

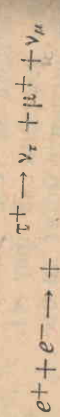
$e^+e^- \rightarrow e^\pm + \mu^\pm + \text{повече от две нерегистрирани частици.}$

Бяха възможни две обяснения.

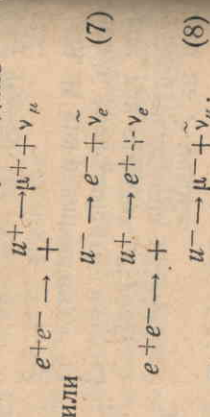
1. Образуване на двойки тежки лептони $\tau^\pm$ и разпадането им



Фиг. 42. Импулсно разпределение на продуктите от разпадането на τ -лептона. Непрекъснатата линия отговаря на разпадане на три частици, пунктираната — на двучастично разпадане. Експерименталните точки се съгласуват ясно само с разпадането на три частици



2. Образуване на двойка тежки мезони (вероятно с чар) и лептонното им разпадане



Двете възможности могат да бъдат разграничени експериментално, като се изследва внимателно спектъра на импулсите на електроните и муоните в крайното състояние. Образуването на лептони задължително води до разпадане на три частици, а на мезони — до разпадането им на две частици, които могат да бъдат

дат разграничени по характерните импулсни разпределения. На фиг. 42 е показано първото доказателство, че в Стенфорд е бил видян нов тежък лептон τ .

На фиг. 43 са изобразени резултатите от неотдавнашно изследване на процеса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, проведено в Хамбург. Построена е графиката на зависимостта на величината

$$R_{\tau\tau}^{2p} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- + \text{един и повече фотони})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

от енергията в областта на прага на раждане на τ^+ и τ^- . На същата фигура са дадени теоретичните стойности на тази величина в случай на частици със спин $0, 1/2$ и 1 . Само теоретичната крива $J=1/2$ съвпада с експерименталните данни. Бързото нарастване близо до прага на раждане е характерно за образуването на двойка фермиони и може да бъде използвано за точно измерване на масата на τ -лептона. Получената стойност за тази величина е $m_\tau = 1782 \pm 4 \text{ MeV}$.

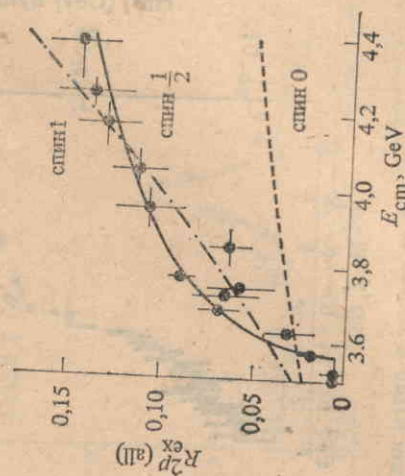
По-подробното изследване на спектъра на импулсите на електроните от разпадането на $\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$, направено в Хамбург, показва, че лептонната част на слабите взаимодействия е от същия тип както за електрона и муона.

Времето на живот на τ -лептона е $\tau_\tau < 14 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ и отговаря на очакванията ни. Съпоставяването го τ -неутрино все още не е пряко наблюдавано. Известна е експериментална граница за неговата маса $m_\tau \leq 250 \text{ MeV}$.

Опитно е установено, че τ -неутрино е различна частица както от муонното, така и от електронното неутрино и антинеутрино.

Наблюдаваните чисто лептонни и лептонадронни (полулептонни) разпадания на τ -лептона са в пълен количествен съгласие с теоретичните предвиждания.

Фиг. 43

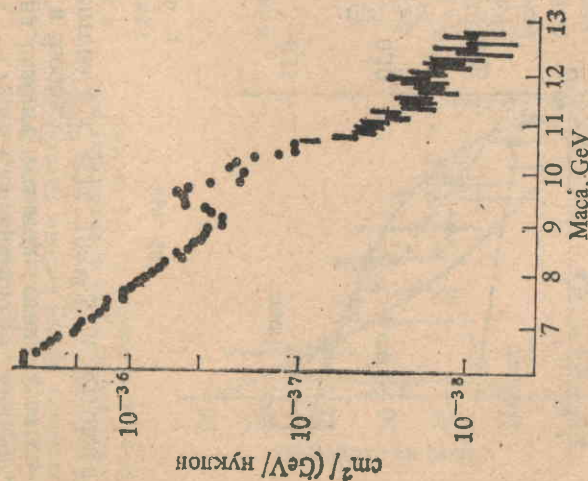


НОВИ ТЕЖКИ РЕЗОНАНСИ И ВЕЧЕ НИКОЙ НЕ СЕ СЪМНЯВА В ОТКРИВАНЕТО НА b -КВАРКА

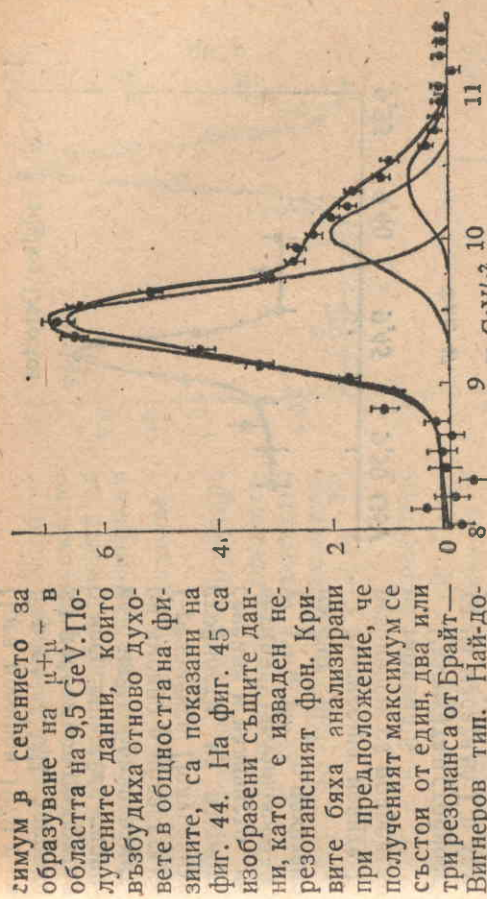
След като съществуването на нов лептонен дублет (ν_τ) стана факт, желаната симетрия между лептоните и кварките изведнъж се наруши. Теоретиците веднага я „възстановиха“. Те предсказаха съществуването на нов кварков дублет ($t, Q_t = +2/3$), носещ още два аромата — t „truth“ — „истина“, и b — „beauty“ — „красота“¹.

Веднага започна систематично търсене на нови тесни резонансни структури, като внимателно беше прегледана цялата достъпна на енергетична област за e^+e^- -ускорителите. С ускорителя във Фраскати (Италия) беше изучена областта от 1,91 до 2,54 GeV и от 2,97 до 3,09 GeV, а стози в Стенфорд в САЩ — от 3,2 до 7,6 GeV и освен това с по-голяма разделителна способност по енергия от 5,7 до 6,4 GeV и от 7,0 до 7,4 GeV. Тесни резонанси не бяха намерени.

Едновременно с тези изследвания по методика, аналогична на методиката на С. Тинг в Брукхайвън, се провеждаха търсения и в протонните ускорители. През лятото на 1977 г. групата на Леон Ледерман, която изучаваше образуването на $\mu^+\mu^-$ -двойки и при разсейването на протони с енергия 400 GeV от берлиева мишена в огромния протонен ускорител на Националната университетна лаборатория „Ферми“ в Батавия, недалеч от Чикаго, откри широк мак-



¹В литературата се срещат и други имена t — „ τ ар“ — „върхов“, и b — „ β отом“ — „дънен“.



Фиг. 45

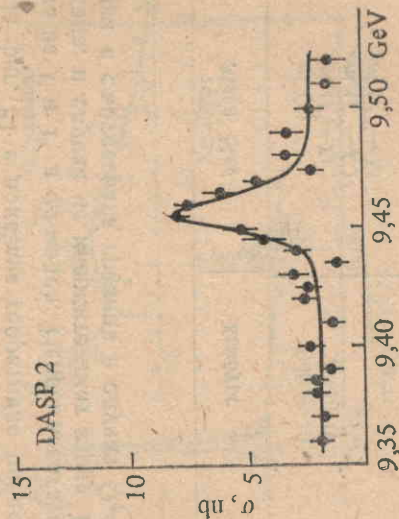
резонанси Υ (ипсилон)

$m(\Upsilon') = 9,460$ GeV, $m(\Upsilon'') = 10,02$ GeV и $m(\Upsilon''') = 10,38$ GeV.

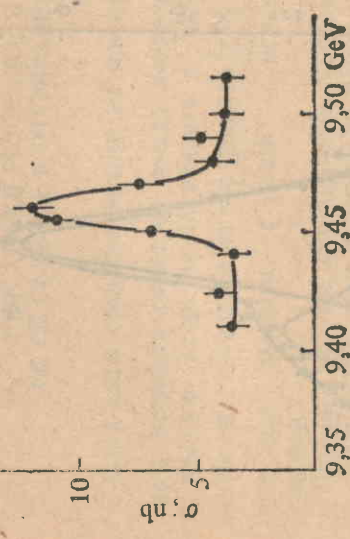
През 1978 г. в Хамбург енергията на насрещните e^+e^- -снопове беше увеличена до 10,2 GeV и откриването на новото семейство Υ -частици беше потвърдено от всички детектори, разбегнати в ускорителя!

Фигурите 46, 47 и 48 илюстрират резултатите на групите, работещи на различните детектори.

На фиг. 49 са сравнени данните, получени в протонния ускорител в Батавия, с данните от ускорителя с насрещни e^+e^- -снопове в Хамбург. Преимуществото на e^+e^- -данните е силно.



Фиг. 46



Фиг. 47

жи "на абсолютната грешка при калибровката на двата ускорителя, която е ± 10 MeV при първия и ± 30 MeV при втория. Поради тази причина в таблицата са дадени разликите в масите само на останалите резонанси, които са независими от абсолютната стойност на енергията.

Естествено е да се предположи, че новите Υ -състояния са търсените свързани състояния на още по-тежки кварки и антикварки с нов аромат. Пита се на кой кварк — на b или t ? Оказа се, че теоретично може да бъде пресметната долната граница на ширината на лептонното разпадане на Υ -резонансите и че тя съществено зависи от заряда на съставящите кварки. На фиг. 51 е показана теоретично предсказаната лептонна ширина за Υ и Υ' в $q\bar{q}$ -модел. Непрекъснатата линия е долната граница, в случай че кварките имат заряд $1/3$, а заштрихованата линия е съответната граница в случая $Q_q=2/3$. С точки са означе-

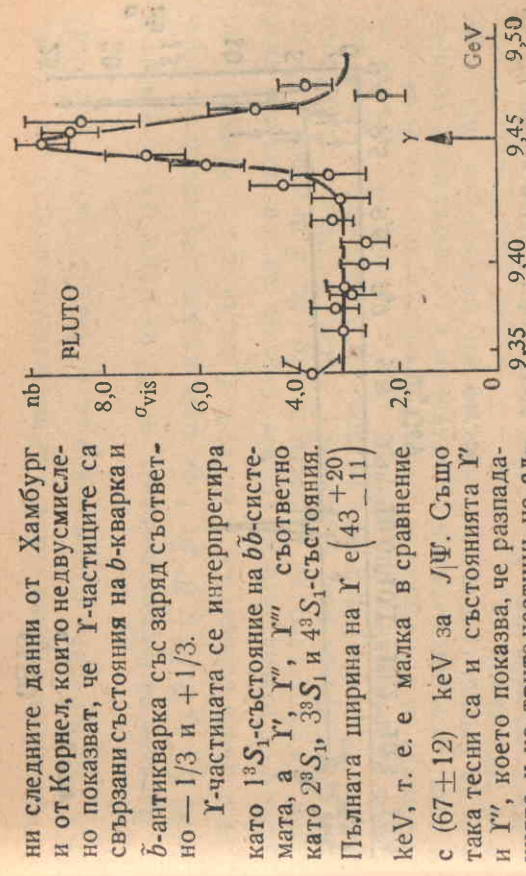
Таблица 5

Маси, MeV	Хамбург	Корнел
$m(\Upsilon)$		9433 ± 28
$m(\Upsilon' - \Upsilon)$	9462 ± 10	560 ± 3
$m(\Upsilon'' - \Upsilon')$	553 ± 10	889 ± 4
$m(\Upsilon''' - \Upsilon')$		1114 ± 5

През ноември 1979 г. в Корнел САЩ започна да работи нов ускорител с насрещни e^+e^- -снопове с най-добри параметри именно в областта на Υ -резонанса. Получените стойности на пълното сечение и наличието на четири резонанса — Υ , Υ' , Υ'' и Υ''' , е показано на фиг. 50.

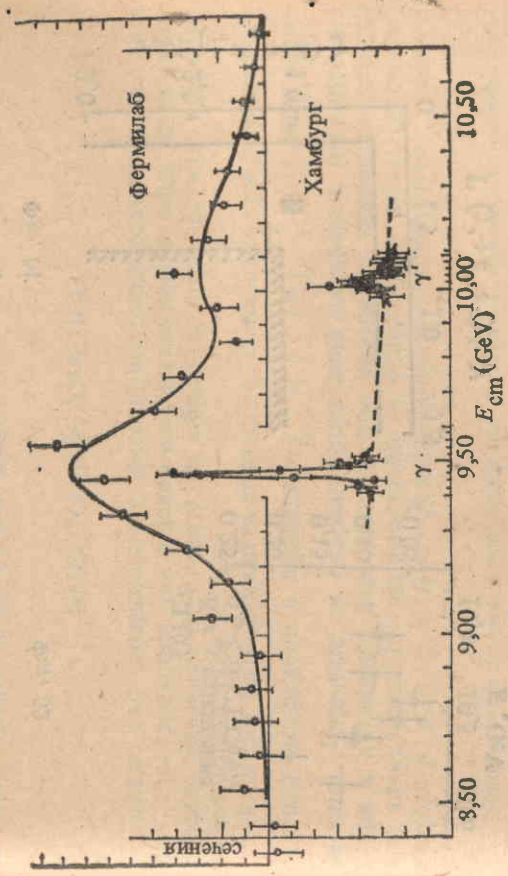
Масите на новите Υ -резонанси са подредени в таблица 5.

Разликата в стойността на масата на Υ в Хамбург и Корнел се дъл-



Фиг. 48

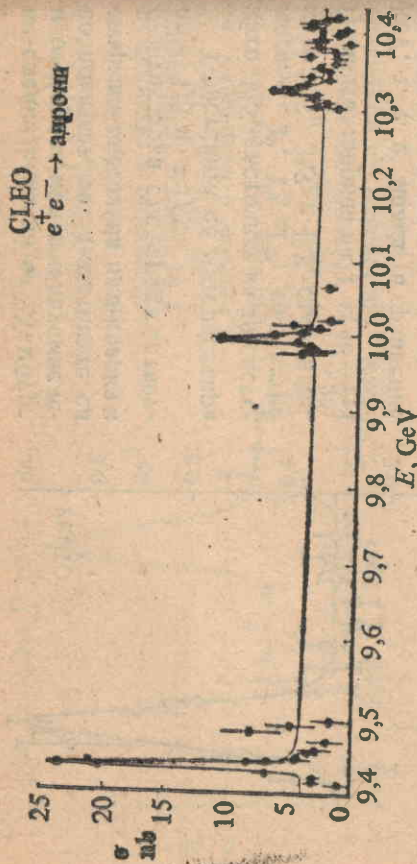
Фиг. 49



ни следните данни от Хамбург и от Корнел, които недвусмислено показват, че Υ -частиците са свързани състояния на b -кварка и $\bar{b}$ -антикварка със заряд съответно $-1/3$ и $+1/3$.

Υ -частицата се интерпретира като 1^3S_1 -състояние на $b\bar{b}$ -системата, а Υ' , Υ'' , Υ''' , съответно като 2^3S_1 , 3^3S_1 и 4^3S_1 -състояния.

Пълната ширина на Υ е (43^{+20}_{-11}) keV, т. е. е малка в сравнение с (67 ± 12) keV за J/Ψ . Също така тесни са и състоянията Υ' и Υ'' , което показва, че разпаданията и на трите частици на адрони са силно подтиснати. Както и по-рано, това може да бъде тълкувано като доказателство, че прагът на раждане на двойка мезони с открития "красота" лептон над $m(\Upsilon')$. Пълната ширина

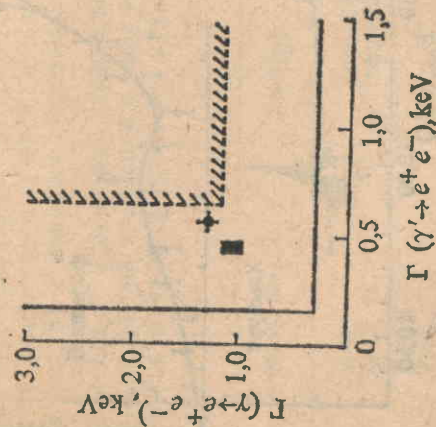


Фиг. 50

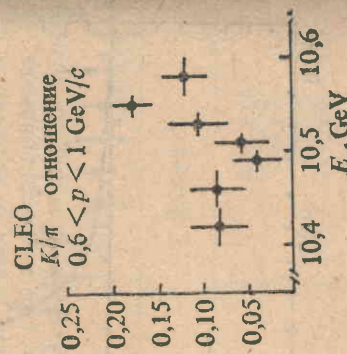
на Υ''' обаче е $(12,6 \pm 6,0)$ MeV и е достатъчно голяма, за да предположим, че пък $m(\Upsilon''')$ е над прага за раждане на двойка B -мезони. И така, разсъждавайки по същия начин както преди, получаваме, че масата на частиците с открита кратота $m(B)$ трябва да е в границите

$$5162 \text{ MeV} = \frac{1}{2} (1) < m(B) < \frac{1}{2} m(\Upsilon''') = 5274 \text{ MeV}.$$

Фиг. 51



Фиг. 52



Провеждайки аналогията с D -мезоните, по-нататък ние очакваме в този интервал четири B -мезона: B^+ (bu), B^0 ($\bar{b}d$), B^0 ($b\bar{d}$) и B^- ($b\bar{u}$).

Данните на Корнел показват, че Υ''' не може да се разпадне на $B^* \bar{B}^*$, на $B \bar{B}^*$ и $B^* \bar{B}$. Този факт показва, че масата на B -мезона е много близка до $\frac{1}{2} m(\Upsilon''')$. Данните по изучаване продуктите от разпадането на Υ''' все още не са достатъчни като пряко доказателство за съществуването на B -мезоните, но за него има красноречиви индиректни данни, например показаното на фиг. 52 рязко увеличение на броя на K -мезоните в сравнение с броя на π -мезоните при енергия на e^+e^- -снопа, достатъчна за пораждаване на Υ''' . Известни данни за съществуване на B -мезоните през последните години се получават и от протонните ускорители, но поради сравнително ниската им надеждност ние няма да ги обсъждаме.

След построяване на новия мощен ускорител "Петра" в Хамбург енергетичният интервал, в който бяха търсени нови тесни резонанси (свързани състояния на t -кварка), беше разширен до 36 GeV. До тези енергии $t\bar{t}$ -състояние не беше открито. И така, до края на 1981 г. можем спокойно да говорим, че познаваме пет аромата "типа" (кварки — u , d , s , c и b). Предполага се съществуването на шести кварк¹.

ВМЕСТО ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заедно със сензационните експериментални открития в адронната спектроскопия постепенно изкрystalизираха нови представи, коренно различни от старите, за елементарните частици и техните взаимодействия.

Истински елементарни са лептоните. Познаваме три "поколения" лептони, подредени в дублети — (e^-, ν_e^-) , (μ^-, ν_μ^-) , и техните античастици. Адроните са свързани състояния на кварки, мезоните на кварк и антикварк, барионите на три кварка, а антибарионите на три антикварка. Експериментално са открити пет типа "аромата" кварки: u , d , s , c , b . Ако предположим, че съществува и шести

¹ Съществуват по-малко популярни, но достатъчно красиви теоретични схеми, в които не е необходимо съществуването на шести t -кварк.

аромат кварк t , между лептоните и кварките ще има пълна симетрия — на трите поколения лентони съответствуват три поколения кварки: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$. Всеки тип кварки е в три цветни състояния. Адроните са безцветни комбинации от кварки.

Между кварките и лептоните съществуват електромагнитни, слаби и хромодинамични взаимодействия, които се осъществяват посредством обмен на векторни частици (със спин 1) — електромагнитните с обмен на електрически неутрални, безмасови фотони, носителите на слабото взаимодействие са два тежки, заредени $W^\pm$ -мезона, и един неутрален тежък Z^0 -мезон, а силните взаимодействия между кварките се пренасят от осем безмасови, електрически неутрални, но с цветов заряд частици „глуони“. Единствено слабите взаимодействия различават различните аромати кварки. Силните взаимодействия не са чувствителни и към електромагнитните (зарядова независимост). Цветните „хромодинамични“ сили са такива, че само безцветни свързани състояния на кварк и антикварк и на три кварка или на три антикварка са възможни. Предполага се, че междукварковите и междуглуонните сили растат с разстоянието и следователно кварките и глуоните са завинаги затворени в адроните и не могат да бъдат наблюдавани в свободно състояние.

Днес не съществуват експериментални данни, които да противоречат на тази проста и красива картина.

Може да се счита, че имаме достатъчно експериментални данни за съществуването на глуоните. Носителите на слабото взаимодействие $W^\pm$ вероятно ще бъдат открити в големия ускорител с насрещни протон-антипротонни снопове в Женева, а Z^0 -мезона се очаква да бъде видян като ясен максимум в пълното сечение на реакцията e^+e^- в адрони в началото на деветдесетте години, когато ще бъде построен новият ускорител с e^+e^- -на-срещни снопове.

УСПЕХИ НА ФИЗИКАТА НА ВИСОКИТЕ ЕНЕРГИИ

Павел Марков

1. УВОД

Физиката на високите енергии е съвременната наука за структурата на материята. Тя се интересува от въпроса кои са най-малките градивни частици на материята. Както знаем, този въпрос не е нов за науката. С развитието на експерименталните и теоретичните методи на изследване отговорът на този въпрос коренно се е променил.

В историята на науката претенденти за най-малки градивни елементи на материята са били различни обекти. През миналия век физиката и химията са приемали атомите и молекулите като най-малки частици, от които са изградени телата в природата. Химичните реакции и превръщането на едни химични съединения в други са доказали, че молекулите се състоят от атоми, а атомите се оказали най-малки и неделими частици. Но по това време не е било ясно как да се обясни природата на химичните връзки въз основа на известните сили във физиката.

В края на миналия и в началото на нашия век физиците започнали да изучават нови явления, за които нямало обяснение в рамките на класическата физика: електрични явления в газове, фотоелектрични явления, радиоактивност, космично лъчение, изучаване промените на веществото под действието на α -, β -, и γ -лъчи. Резултатите от тези изследвания показали, че атомът, макар и много малък, с размери от порядъка на 10^{-10} m, е сложна частица и има своя структура. Състои се от електронна обвивка и ядро. Между структурата на атома и систематиката на химичните елементи в Менделеевата таблица се установява дълбока връзка. Химичните свойства на елементите се обуславят от броя и начина на подреждането на електроните около ядрото.

Ядрото е 100 пъти по-малко от атома. При бомбардиране с

ускорен сноп частици ядрото се разрушава. Така става възможно да се превършат едни химични елементи в други. За разрушаването на ядрото са необходими около 10^3 пъти по-големи енергии, отколкото за йонизирането на атома или за разрушаването на молекулата на атома. Здравината на атома се обуславя от електромагнитното взаимодействие между електроните от обвивката му и положителния електричен заряд на ядрото. Здравината на ядрото обаче се обуславя от много по-интензивното ядрено (силно) взаимодействие между съставните му частици. През 1932 г. се изяснява окончателно, че ядрото се състои от протони и неутрони.

Обширните изследвания на атома и ядрото доведоха до обособяването на атомната физика и ядрената физика като отделни научни дисциплини.

Изследванията на космичното лъчение до средата на нашето столетие показваха, че освен протона, неутрона и електрона в природата съществуват и други видове частици: мюони, пиони, хиперони и др.

За изучаване свойствата на тези частици и основните закономерности на техните взаимодействия през петдесетте години започна строителството на първите ускорители за енергии над 1 GeV. Западна развитието на физиката на високите енергии.

След разкриване тайната на структурата на ядрото за най-малки градивни елементи на материята се приемат елементарните частици протон, неутрон, електрон, мюон, пион и др. Днес ние познаваме добре над 250 и недостатъчно добре над 50 елементарни частици. През последните 5—6 години бяха открити най-тежките частици, които се характеризират с квантови числа "чар" (charm) и "красота" (beauty).

Теоретичните изследвания във физиката на високите енергии се основават на специалната теория на относителността, квантовата механика, квантовата теория на полето и на съвременните направления в математиката. При експерименталните изследвания се използват специфични методи за ускоряване, детектиране и идентифициране на частиците, като се прилагат най-новите постижения на много технически науки.

Подобно на химичните елементи и елементарните частици по своята природа си се систематизират в групи. Систематиката постепенно се усъвършенствува. Първоначално те се делят на лептони, мезони и барioni, т. е. на леки, средно тежки и тежки частици. Мезоните и барioniите са силно взаимодействащи частици, наречени адрони. Адроните се групират в изотопични мултиплети, по-късно в $su(3)$ -мултиплети, $su(4)$ -мултиплети и др.

Систематиката на елементарните частици и изучаването на свойствата им с днешните ускорители за рекордно високи енергии породиха коренно различна картина за структурата на материята. Счита се, че най-малките градивни елементи на материята, фундаменталните частици в природата са лептоните и кварките. Днес физиките споделят твърдото убеждение, че адроните са изградени от кварки. Основните сили, които обуславят структурата на материята и процесите в природата, са проява на четири взаимодействия: гравитационно, слабо, електромагнитно и силно. Според квантовата теория на полето тези взаимодействия се пренасят от кванти на съответни полета: γ -квантът за електромагнитното, глюоните за силното и междинните бозони за слабото взаимодействие. За разкриване кварковата структура на адроните са нужни над 10^3 пъти по-големи енергии в сравнение с тези за разрушаването на ядрото. Размерите на адроните са от порядъка на 10^{-15} m. Изучаването на по-малки обекти изисква по-големи енергии, а те се получават с по-големи ускорители. И така, за изследването на най-малките обекти се използват най-големите машини.

Развитието на физиката на високите енергии е тясно свързано с развитието на техниката на ускорителите за заредени частици. Необходимостта от разнообразни снопове частици, ускорени до рекордно високи енергии, е стимулирала силно строителството на различни типове ускорители. След тридесетгодишно развитие днес физиките-експериментатори разполагат с първични снопове от протони, ускорявани до 500 GeV, от електрони — до 20 GeV и от различни йони, ускорявани до няколко GeV на нуклон. С помощта на първите снопове частици се създават вторични снопове от пиони, каони, мюони, хиперони, фотони, неутрони и неутрино с енергии до няколкостотин GeV. При ускорителите с насрещните снопове енергията в системата на центъра на масите на електрон-нопове 540 GeV. Предвижда се строителството на следващо поколение ускорители, които ще надхвърлят сегашните рекордни енергии.

Елементарните частици се характеризират със следните свойства: маса, електричен заряд, магнитен момент, време на живот, различни моди на разпадане, барионен заряд, лептонен заряд, изотопичен спин, четност, странност, чар, красотата и др., които са разложат за различните частици. Високите енергии на частиците породиха взаимодействия с раждане на голям брой вторични частици. Експерименталните изследвания изискват специфични методи. Детекторите се характеризират с големи размери. Експериментал-

ните инсталации се разполагат в огромни зали. Те се състоят от голям брой различни по вид уреди за регистриране и измерване на частиците. Използват се ядрени емулсии, мехурчести камери, различни типове многожични искрови камери (пропорционални, стримерни, дрейфови), сцинтиляционни броячи и телескопи, разнородни черенкови броячи, масови спектрометри, силни магнитни полета, създадени в големи обеми, електронни блокове и апаратури, микропроцесори и миникомпютри, както и най-големи електронноизчислителни машини за обработване на богатата експериментална информация. Успешното развитие на тази експериментална методика е имало решаващо значение за развитието на физиката на високите енергии.

Теоретичните изследвания във физиката на високите енергии имат също големи успехи. Най-пълна и съвършена е квантовата теория на електромагнитното взаимодействие. Между експерименталните измервания и теоретичните предвиждания е получено много добро съответствие. Най-добре разработена е квантовата електродинамика (КЕД). През последните години бе постигнат съществен успех при изграждането на непротиворечива теория и за слабо взаимодействие. Още по-голям успех е създаването на единна теория на тези две взаимодействия, наречена теория на електро-слабото взаимодействие. На основата на тези резултати е създадена и теория за силното взаимодействие, наречена квантова хромодинамика (КХД). Тя има много общи черти с КЕД, но има и съществени различия.

В тази статия нямаме възможност да направим исторически преглед на развитието на физиката на високите енергии, нито да изложим системно нашите познания в тази бурно развиваща се в най-предния фронт на физиката наука. Ние ще се спрем накратко върху големите успехи на експерименталните изследвания във физиката на високите енергии, които бяха отбелязани през последните три десетилетия, като различаваме, че читателят има представа за основите на тази наука.

2. УСКОРИТЕЛИ ЗА ВИСОКИ ЕНЕРГИИ

Ускорителите са сложни и скъпи технически съоръжения. Развитието на техническия прогрес е позволило да се строят ускорители за по-високи енергии. Защо са нужни такива ускорители? Те са необходими, за да изследваме с по-големи подробности структурата на материята и за да генерираме по изкуствен път такива частици, които при обикновени условия не съществуват около нас. Изучаването на тези частици и техните взаимно-

действия води до откриване на нови закономерности и принципи, които се различават от закономерностите и принципите на класическата физика.

Според квантовата механика всяка частица, която се движи, притежава вълнови свойства. Те се определят от дължината на вълната λ , която зависи от импулса p на частицата съгласно с известната формула

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (1)$$

където h е Планковата константа. При импулс $p = 1 \text{ GeV}/c$ дължината на вълната на частицата $\lambda = 0,2 \text{ fermi}$ ($1 \text{ fermi} = 10^{-13} \text{ cm}$). Големината на протона, неутрона и на някои други частици е определена експериментално и тя е от порядъка на $0,6 - 0,8 \text{ fermi}$. Следователно, ако се интересуваме от подробности в структурата на тези частици, трябва да изучим взаимодействията между тях, т. е. разсейването при енергии, значително по-високи от 1 GeV , при които дължината на вълната ще бъде значително по-малка от размерите на частиците. Нека припомним, че в това отношение има пълна аналогия с оптичния микроскоп. Колкото светлината, с която се осветява обектът, има по-малка дължина на вълната, толкова по-голяма е разделителната способност на микроскопа.

Изучаването на взаимодействията между частици при рекордно високи енергии има и друго важно принципно значение. Ние провяваме валидността на основните закони на физиката при все по-малки пространствено-временни интервали. Съвременните ускорители ни убеждават, че законите на линейни размери от порядъка на 10^{-16} cm и интервали време от порядъка на 10^{-24} s . Тук е мястото да споменем, че съществува хипотеза за фундаменталната дължина. Това е тази малка дължина, при която пространство — време проявява съвършено нови свойства и познатите физични закони престават да бъдат в сила. Сегашните експериментални изследвания показват, че ако съществува фундаментална дължина, тя е по-малка от 10^{-16} cm .

Освен максималната енергия друга важна характеристика на даден ускорител е интензивността на ускорявания сноп частици. Колкото е по-голяма интензивността, толкова по-голям брой взаимодействия ще се получат за единица време и толкова по-ефективно ще се използва скъпоструващият ускорител. Интензивността на съвременните протонни ускорители достига до 10^{13} частици за секунда.

Познаваме различни типове ускорители. За получаване на про-

тонни и електронни снопове с високи енергии се използват синхронни и линейни ускорители. Ще припомним принципа на тяхното действие.

На фиг. 1 е дадена опростена схема на синхротрон. От инжектора във вакуумната камера се въпрекват частици с начална енергия E_0 . Диполните магнити създават подходящо магнитно поле, което задържа частиците по кръгова орбита с радиус на кривина ρ . Квадруполните магнити фокусират снопа частици. Ускоренето се извършва от високочестотния генератор с честота ω . Вакуумната камера се състои от праволинейни участъци A, B, C и D и кръгови сектори 1, 2, 3 и 4. Броят на праволинейните участъци при различните ускорители е различен. Мощни вакуумни помпи поддържат висок вакуум от порядъка на 10^{-7} — 10^{-9} торг. Сечението на камерата при ускорители с твърда фокусировка е под 100 cm^2 . В процеса на ускоряването честотата на генератора и интензитетът на магнитното поле се увеличават синхронно. Стандартните електромагнити могат да дават поле с максимална индукция от порядъка на 1—1,5 Т. Крайната енергия на ускоря-

вания сноп частици е пропорционална на радиуса на вакуумната камера и на индукцията на магнитното поле.

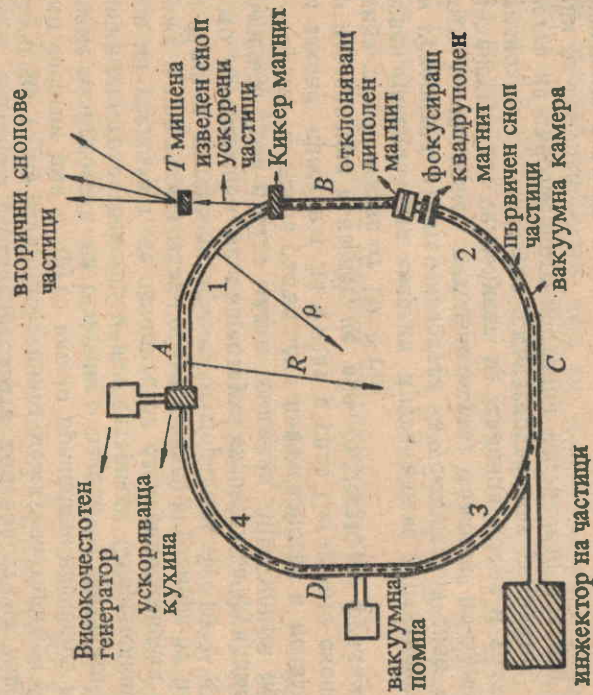
Протонните синхротрони в Батавия и Женева имат ускорителни пръстени с дължина 6 km, поставени в тунели, изкопани в земята. Максималната енергия на Батавския ускорител е 500 GeV. Проектираният протонен синхротрон в Серпухов, СССР, за енергии до 3—4 хил. GeV ще има дължина около 19 km.

Линейните участъци се използват за инжектиране на снопа в камерата, за ускоряването му чрез високочестотния генератор, за използването му от експериментаторите, като поставят съответна мишена в камерата. Ускореният сноп частици може да се изведе от ускорителната камера с помощта на специален магнит. Изведенят първичен сноп се насочва към една или повече мишени и с помощта на колиматори и магнитни и електрични лещи се формират различни канали, в които се движат вторични снопове частици от даден тип и с дадена енергия. За по-голяма ефективност в използването на ускорител обикновено се правят едновременно десетки експерименти, разположени в различни лабораторни помещения, до които се довеждат вторични снопове частици от желания тип и енергия.

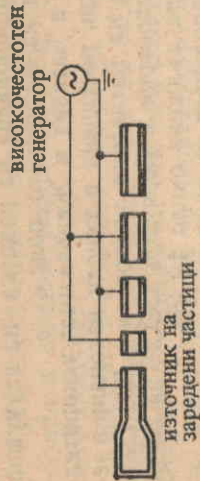
За следващото поколение ускорители се предвиждат свързващи магнити, с които могат да се създават магнитни полета с максимален интензитет почти два пъти по-голям от този на стандартните магнити. Следователно такъв ускорител ще даде два пъти по-висока енергия в сравнение с ускорител със стандартни магнити и същата дължина.

През последните години процесът на ускоряването на частиците се контролира и управлява с помощта на електронноизчислителни машини. Това дава възможност да се ускоряват и тежки частици: деутрони, α -частици, ядра на въглерод, азот, кислород, неон и др.

За инжектор на частици се използват ускорители за ниски енергии от различен тип — на Ван дер Граф, Кокрофт и Уолтън, или линейни ускорители. При най-големите ускорители има няколко стъпала за ускоряване. Например при протонния синхротрон в Батавия между източника на протонния сноп и крайното стъпало на ускоряване в големия пръстен се използват три междинни стъпала: електростатичен генератор на Кокрофт и Уолтън за 750 keV, линейен ускорител, с който енергията се повишава до 200 MeV, и малък синхротрон, наречен бустер, в който снопът достига енергия 8 GeV и с тази енергия снопът се инжектира в главния ускорителен пръстен. По такъв начин в крайната степен на ускоряване на енергията на снопа се увеличава от 8 GeV



Фиг. 1. Схема на синхротрон: A1B2C3D4 — ускорителен пръстен с радиус R; 1, 2, 3, 4 — кръгови сектори с радиус на кривина ρ , в които са разположени отклоняващите диполни магнити и фокусиращите квадруполни магнити



Фиг. 2. Схема на линеен ускорител

ползува за ускоряване и на електронни снопове. Ускоряването на електроните обаче е съпроводено с големи загуби, породени от така нареченото синхротронно излъчване. Това е електромагнитно лъчение в областта на късите вълни. Класическата електродинамика обяснява напълно произхода на лъчението. При протонните синхротрони интензивността на лъчението е 10^{13} пъти по-малка и практически то не води до загуби. Загубите от синхротронното лъчение растат с увеличаване на енергията на електронния сноп и те поставят горна граница за тази енергия. Днес максималната енергия на електроните с насрежни снопове PETRA в Хамбург. Както е посочено в последния параграф на статията, синхротронното лъчение се използва все по-широко в практиката. Ето защо напоследък започна строителство на електронни синхротрони специално заради използването на синхротронното излъчване.

На фиг. 2 е показана схема на линеен ускорител. Редица от труби с увеличаваща се дължина се съединяват с генератор на нискочестотното напрежение. Вътре в цилиндричните електрични поле е нула. В пространството между два съседни цилиндъра електричното поле се мени с честотата на генератора. По оста на цилиндричните се изжектира сноп заредени частици. Честотата на полето и дължините на цилиндричните са подбрани така, че когато снопът минава през междините, той се ускорява под действието на електричното поле. Частиците могат да се ускоряват, като се използва и друг принцип, например като се използва разпространение на електромагнитни вълни. Два типа ускорители изискват радиочестотни генератори с високо напрежение и голяма мощност. Засега най-големият линеен ускорител е този в Станфорд, САЩ, който има дължина 3 km и дава електронен сноп с енергия над 20 GeV. Съществуват няколко протонни линеини ускорители с енергии около 800 MeV, но с много голяма интензивност от порядъка на милиампери — така наречените „мезонни фабрики“.

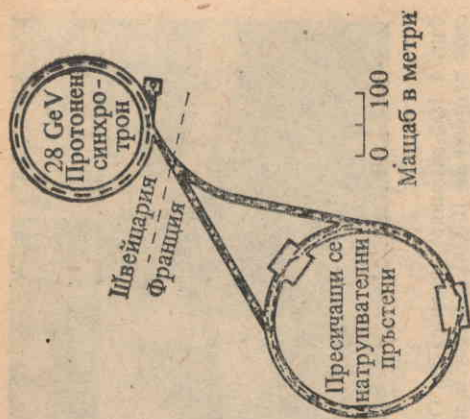
На фиг. 3 е дадена опростена схема на протонния ускорител с насрежни снопове на Европейската организация за ядрени изследвания (ЦЕРН), Женева. Протонен сноп се ускорява в синхротрон до 28 GeV. В края на цикъла на ускоряването снопът се извежда по допирателната и се изпраща и натрупва в друг пръстен с подходящ радиус и магнитно поле. Натрупването продължава няколко часа, докато електричният ток, който се дължи на движението на протоните, достигне около 20 A. След това снопът се изпраща във втори пръстен, но движението на протоните е в обратна посока в сравнение с движението на протоните в първия пръстен. Два пръстена се пресичат на няколко места и в тези места двата снопа се срещат. С подходяща апаратура се изучават тези взаимодействия. Голямото преимущество на този тип ускорители е, че в системата на центъра на масите на взаимодействащите протони, която съпада с лабораторната система, енергията е равна на сумата от енергиите на двата протона, т. е.

$$E_{\text{сум}} = 28 \text{ GeV} + 28 \text{ GeV} = 56 \text{ GeV}.$$

При стандартните ускорители с един ускорен сноп, който взаимодейства с неподвижна мишена, за да се получи в системата на центъра на масите същата енергия, енергията на снопа трябва да бъде

$$E = E_{\text{сум}}^2 / 2 = 56^2 / 2 \approx 1600 \text{ GeV}.$$

Енергията в системата на центъра на масите е важна величина. Генерацията на вторичните частици се извършва за сметка на тази енергия. Както показват експерименталните изследвания, само една малка част от енергията в системата на центъра на масите се превръща в частици. Ето защо раждането на тежки частици може да настъпи при сравнително високи енергии.

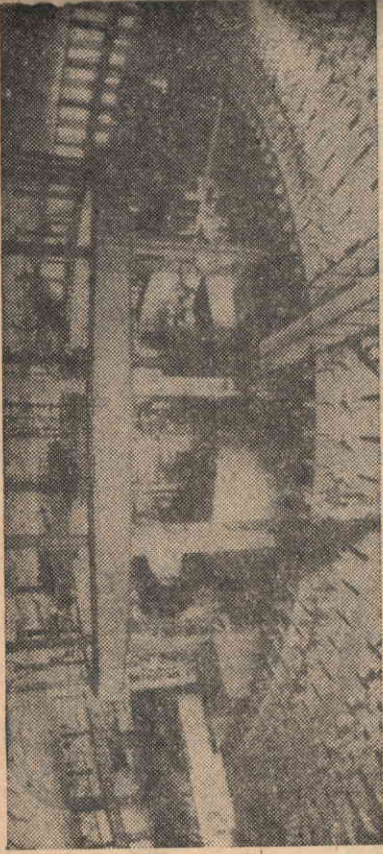


Фиг. 3. Схема на протонния ускорител с насрежни снопове ISR, максимална енергия в с.м. (28+28) GeV, ЦЕРН, Женева

и в тези места двата снопа се срещат. Част от протоните се сблъскват. С подходяща апаратура се изучават тези взаимодействия. Голямото преимущество на този тип ускорители е, че в системата на центъра на масите на взаимодействащите протони, която съпада с лабораторната система, енергията е равна на сумата от енергиите на двата протона, т. е.

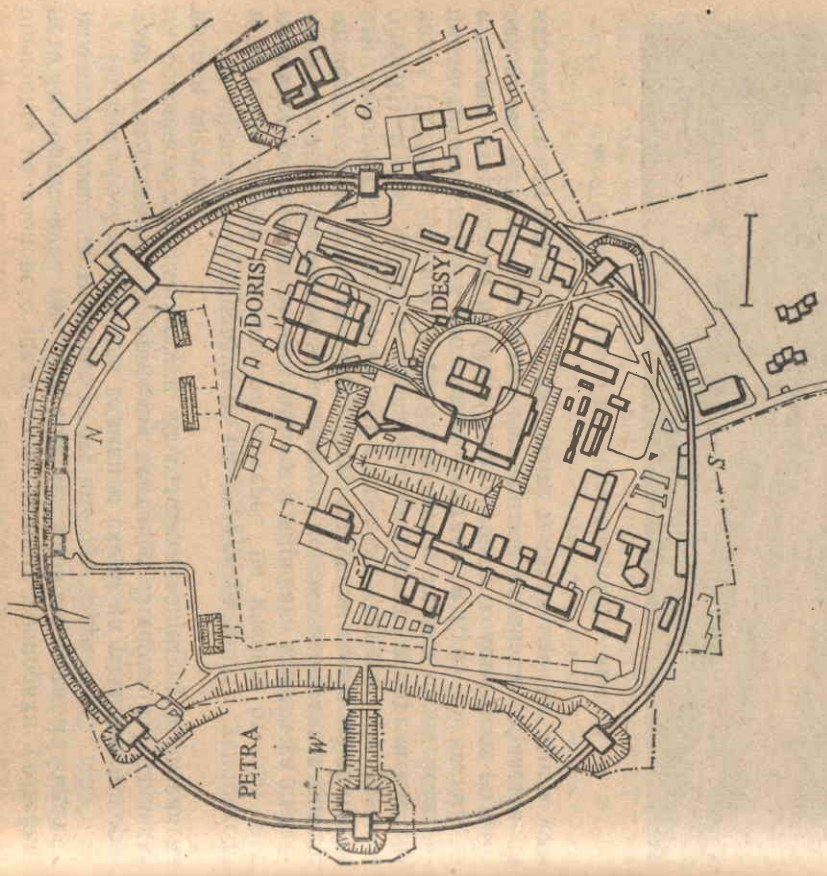
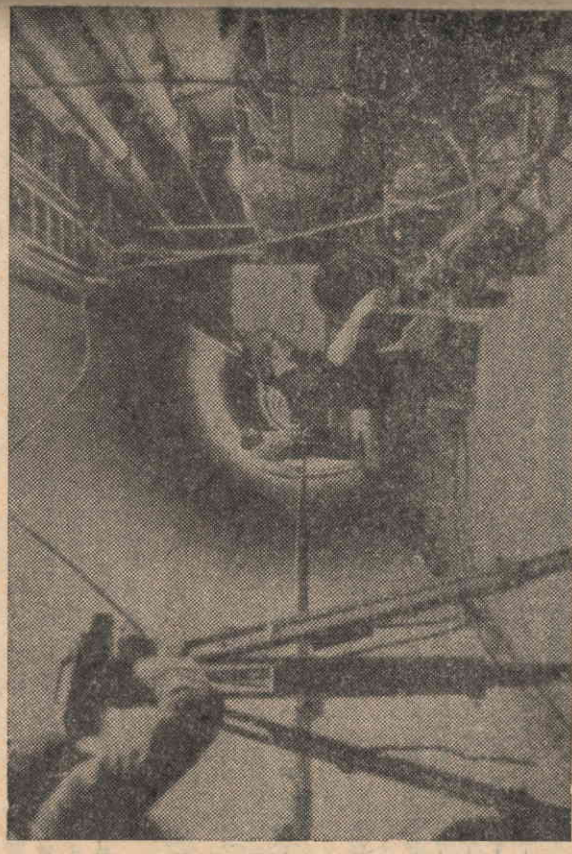
$$(2)$$

$$(3)$$



Фиг. 4. Най-големият ускорител на ОИЯИ, Дубна — синхрофазотронът ускорява сноп протони до 10 GeV. Пуснат в действие през 1957 г. Сега се използва за ускоряване на ядра на химичните елементи деутерий, хелий, въглерод, азот и кислород

Фиг. 5. Част от тунела на ускорителя в Батавия по време на монтиране на свързващия магнит. Когато завърши монтирането на всички магнити, максималната енергия на протонния сноп ще достигне 1000 GeV



Фиг. 6. Схема на ускорителния комплекс в Хамбург, ФРГ: DESY — електронен синхротрон с диаметър 100 m, максимална енергия 7,5 GeV, DORIS — ускорител с насрещни електрон-позитронни снопове, елиптична вакуумна камера с размери 50×100 m, максимална енергия в с.м 10 GeV, PETRA — ускорител с насрещни електрон-позитронни снопове, диаметър 734 m, максимална енергия в с.м 38 GeV

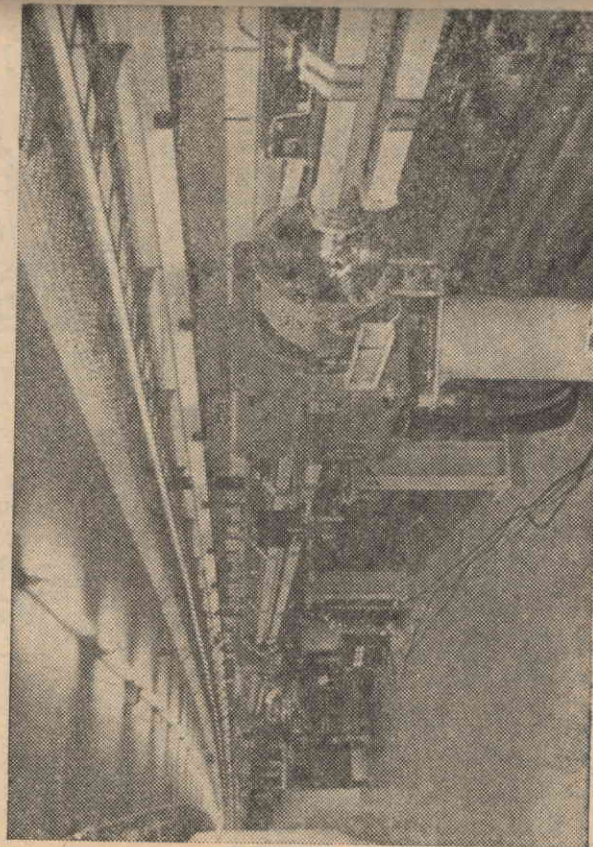
Ускорителите с насрещни снопове в сравнение със стандартните ускорители с неподвижна мишена имат този недостатък, че броят на взаимодействията е много малък поради малката интензивност на двата снопа. Ускорителите с насрещни снопове се характеризират с висок вакуум (по-висок от 10^{-7} torr). Това е необходимо, защото частиците се движат в пръстените продължително време — десетки часове. Ако вакуумът не е висок, интен-

живността на сноповете ще намалее значително поради разсейването на остатъчния газ. Насрецините снопове могат да бъдат от различни типове частици: pp , e^+e^- , e^-e^- , pe^- , pp .

На фиг. 4—7 са дадени снимки и схеми на различни ускорители от известните ускорителни центрове. В таблица 1 са дадени основните характеристики на съществуващите ускорители за високи енергии.

За ефективното използване на скъпо струващите ускорители и за задоволяване на големия интерес на учените от цял свят към експерименталните изследвания в ядрената физика са създадени две международни организации, които съществуват повече от четвърт век. Това са центровете, получили голям международен авторитет: Обединеният институт за ядрени изследвания (ОИЯИ), Дубна, СССР, и Европейският център за ядрени изследвания (ЦЕРН), Женева. В ОИЯИ членуват всички европейски социалистически страни, Монголия, Виетнам и Куба. У нас много е писано за работата на ОИЯИ, за неговата голяма роля за създаване на научен потенциал на нашата страна в областта на ядрените изследвания, за съвместните изследвания на наши уч-

Фиг. 7. Изглед от тунела на ускорителя PETRA, Хамбург



ни и тези от ОИЯИ, затова няма да се спираме подробно на този кръг въпроси.

Националните ускорителни центрове в СССР, САЩ, ФРГ и др. също са създали най-добри условия за широко участие в изследователската работа на учени от цял свят. В областта на физиката на високите енергии международното сътрудничество има дълбоки корени и дава големи научни резултати.

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ МЕТОДИ

Във физиката на високите енергии се използват различни експериментални методи. Намират приложени детектори с различни принципи на детектиране, броене, измерване и идентифициране на елементарните частици. Тук няма възможност да бъдат разгледани подробно и системно тези въпроси. Ще се обърне внимание на специфичното за високите енергии.

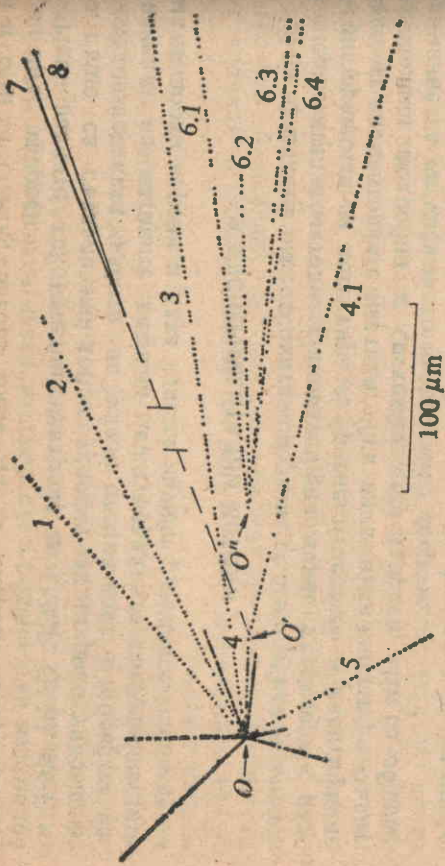
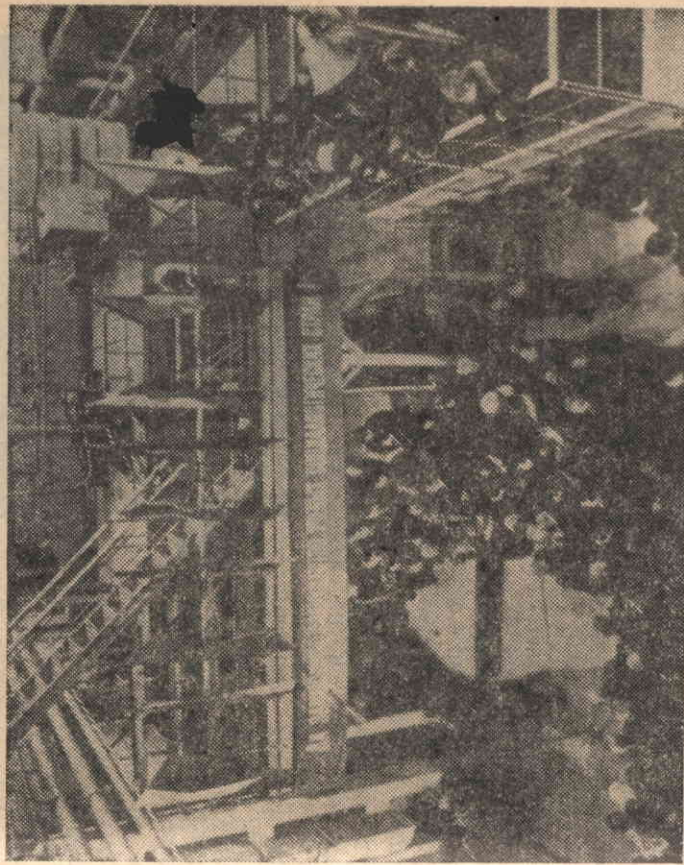
В началния период от развитието на физиката на високите енергии широко се използваше методът на ядрените емулсии. С негова помощ бяха направени важни открития. При изследвания на космичното лъчение бяха открити пионите, каоните, ламбда-, сигма- и кси-хипероните. След 1960 г. ядрената емулсия започна да се използва все по-ограничено. Благодарение на голямата разделителна способност при измерване на ъглите на следите на частиците и малките пробези тази методика се използва и днес с успех за решаване на конкретни и специфични за метода задачи, например за измерване времето на живот на частиците, когато то е по-малко от 10^{-11} s. Такъв е случай с разпадането на новооткритите тежки частици — чаровни мезони и чаровни бариони. На фиг. 8 е показана микрофотография на взаимодействие в ядрена емулсия, предизвикана от γ -квант в точка O. В това взаимодействие между другите частици се ражда и една двойка чаровни частици. Следа № 4 принадлежи на чаровен ламбда барион Λ_c^+ , който се разпада на две частици в точка O'. Другата частица е чаровен неутрален мезон D^0 , който се разпада на четири частици в точка O''. Това е рядко събитие. Досега в ядрени емулсии са наблюдавани само няколко чаровни частици, средният живот на които е от порядъка на 10^{-13} s и е определен със сравнително голяма статистическа грешка.

През 1960 г. започна масово да се прилага новата методика на мехурчестата камера. Използват се камери, изпълнени с различни течности: течен водород, течен деутерий, пропан, ксенон, фреон, смес от различни течности. Течността се поддържа при определена температура и налягане. Непосредствено преди облъч-

автоматично със специална апаратура. В резултат на обработката се получават данни за частиците, които са родени във взаимодействията, за тяхната природа, за енергията им, за посоката на движението им в пространството. Информацията за едно взаимодействие се съдържа в няколко стотици и хиляди цифри. Ето защо тази богата информация за голям брой взаимодействия се записва на магнитни ленти и се обработва с електронноизчислителни машини.

Съвременноните мехурчести камери се характеризират с големи размери. Чувствителният обем на течността достига до няколко десетки кубически метра. Това се налага от необходимостта да се измерват с достатъчна точност енергиите на частиците, които обикновено са над 1 GeV. Колкото импулсът на частицата е по-голям, толкова по-малка е кривината на траекторията на частицата в дадено магнитно поле. Тези камери заедно с магнитите,

Фиг. 9. Двуметрова мехурчеста водородна камера на ОИЯИ, Дубна, пусната в действие в серпуховския ускорител през 1971 г.

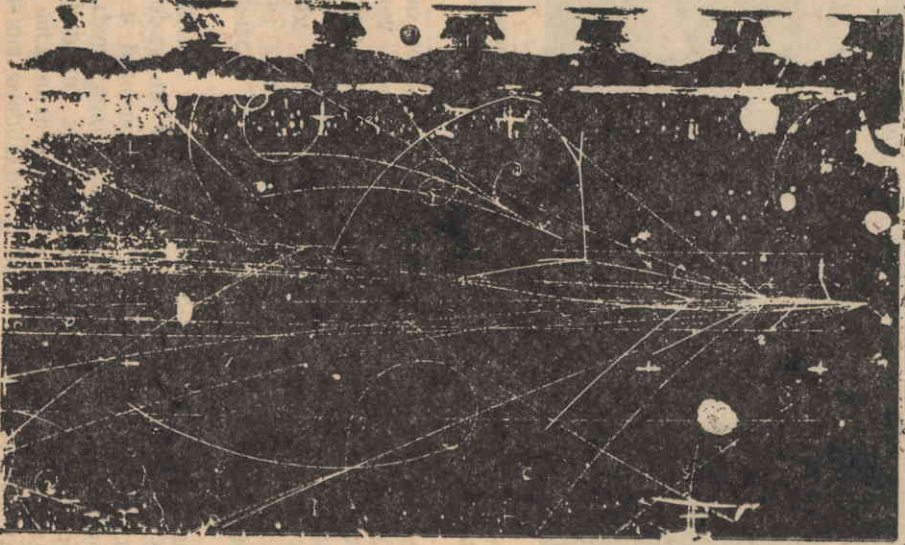


Фиг. 8. Микрофотография на неутрино взаимодействие в ядрена емулсия, при което се раждат чаровен лямбда барион Λ_c^+ (следа № 4), който се разпада в точката O' , и неутрален чаровен мезон D_0 , който в точката O'' се разпада на четири заредени частици (следа № 6.1, 6.2, 6.3, 6.4)

ването с ускорен сноп частици налягането се променя внезапно така, че да се получи състояние на прегрята течност. Движението на заредени частици в такава течност се придружава от отделяне на мехурчета пара в резултат на йонизационните загуби на частицата. За кратък интервал от време след преминаване на частицата мехурчетата получават размери, които правят следата видима. В този момент се правят снимки с два или повече фотоапарата от различни места. От анализа на стереоснимките може да се реконструира следата в пространството.

Ако някоя от ускорените частици се сблъска с ядро от течността, се получава сложно ядрено взаимодействие. За да се определи импулсът на частиците, камерите се поставят в силни магнитни полета. Следите на заредените частици се закривяват в магнитното поле, положителните в една посока, а отрицателните в противоположна посока. След като се направят снимките на дадено събитие, налягането се повишава, мехурчетата изчезват и камерата е готова за ново облъчване и ново фотографичане. Камерата се поставя в работно състояние синхронно с цикличното ускоряване на ускорителя. За един експеримент камерата се облъчва с даден тип частици с определена енергия и обикновено се получават голям брой снимки — от няколко десетки до няколко стотин хиляди. Снимките се обработват полуавтоматично или

криогенната техника за получаване на течен водород и електронната апаратура за контрол и управление представляват огромни по размери и скъпи експериментални съоръжения. Те имат специални имена: „Людмила“, „Мирабел“, „Гаргамел“, „СКАТ“ и др. На фиг. 9 е показан момент от пускането в действие на двуметровата мехурчеста водородна камера „Людмила“ на ОИЯИ, която се облъчва с антипротони и с антидеутрони, получавани в Серпуховския ускорител. На фиг. 10 е показана снимка на взаимодействието, регистрирано в двуметровата мехурчеста пропанова камера на ОИЯИ. На снимката на фиг. 11 е регистрирано раждането и разпадането на Σ^- (анти-сигма-минус-хиперон), открит през 1960 г. в ОИЯИ, Дубна. Раждаването на чаровен барион Δ_c^+ във водородната камера „ВЕВС“ на ЦЕРН, облъчвана от сноп от неутрино, е показана на снимката на фиг. 12. Встрани на същата снимка е дадена схема, която проследява раждането на тази частица и последователните разпадания на частиците, на които се е разпаднал чаровният барион. На фиг. 13 е дадена снимка на измерителния проектор БПС-75, производство на ОИЯИ,



Фиг. 10. Снимка от двуметрова мехурчеста пропанова камера на ОИЯИ, Дубна, облъчвана в синхротрона с ускорени снопове от йони

рион Δ_c^+ във водородната камера „ВЕВС“ на ЦЕРН, облъчвана от сноп от неутрино, е показана на снимката на фиг. 12. Встрани на същата снимка е дадена схема, която проследява раждането на тази частица и последователните разпадания на частиците, на които се е разпаднал чаровният барион. На фиг. 13 е дадена снимка на измерителния проектор БПС-75, производство на ОИЯИ,



Фиг. 11. Снимка от мехурчеста пропанова камера, която е регистрирала раждането и разпадането на частицата Σ^- -хиперон, открита в ОИЯИ, Дубна, през 1960 г. с който се извършва преглед и измерване на снимки от мехурчести камери, с какъвто уред разполага и Институтът за ядрени изследвания и ядрена енергетика на БАН, София.

Успоредно със споменатите два метода се използва и така наречената методика на електронните експерименти. Първоначално тя е била използвана доста ограничено. С появата обаче на ускорителите за най-високи енергии и с бурното развитие на бързата електроника и електронноизчислителна техника тази методика започва да играе решаваща роля. Днес експерименталната информация във физиката на високите енергии се получава преимуществено с електронни устройства. Става дума за бърза електроника, която регистрира къси интервали време от порядка на наносекунди. При тези експерименти за части от секундата се измерват, анализират и записват на магнитни ленти характеристики на десетки и стотици ядрени събития, които настъпват поради взаимодействието на ускорения сноп частици с мишената. Голямо е преимущество на тази методика, понеже апаратурата се контролира и управлява с бързи компютри и може предварително да се наложат условия, на които да отговарят взаимодействията, за да бъдат записвани. Тази избирателна способност придава голяма стойност на апаратурата, когато става дума за регистриране на специални и редки събития. Частта от апаратурата, която прави подбора, се нарича тригер. Такава апаратура се проектира, изработва и експлоатира от голям колектив учени: физици, инженери, електронци, математици. Обикновено всеки колектив учени създава своя оригинална електронна апа-

фи. 18 и 19 са показани фотографии на специални детектори "CELLO" и "MARK-J", разположени в ускорителя с на срещни електрон-позитронни снопове PETRA в Хамбург. На фиг. 20 са показани детектори за регистриране на електрони, монтирани на ускорителя SPS, Женева.

В съвременните международни или национални ускорителни центрове са създадени мощни изчислителни центрове. Те разполагат с големи и бързодействащи електронноизчислителни машини, с богати библиотеки от стандартни и специални програми, с възможности за съхраняване на огромни количества данни върху десетки хиляди магнитни ленти и дискове. На фиг. 21 е даден изглед от главната зала на изчислителния център в ЦЕРН.

4. ТАБЛИЦА НА ЕЛЕМЕНТАРНИТЕ ЧАСТИЦИ И ТЕХНИТЕ ОСНОВНИ СВОЙСТВА

Интензивните изследвания във физиката на високите енергии допринасят за по-пълното опазване свойствата на известните вече елементарни частици, а също така и за откриването на нови частици. Ето защо два пъти в годината се публикува таблицата на елементарните частици, в която се отразяват най-новите сведения за тях.

През 1932 г. са известни само частиците протон, неутрон, електрон, позитрон, γ -квант. До 1956 г. броят на известните частици достига 14; през периода 1961—1965 г. след откриване на резонансите броят на елементарните частици се увеличава значително. Днес познаваме над 300 вида елементарни частици, които са систематизирани в таблица. Частиците са разделени на няколко групи. Първата група съдържа само една частица — фотона. В групата на лептоните има 6 частици, а именно e^- , ν_e , μ^- , ν_μ , τ^- , $\tilde{\nu}_\tau$. След тази група следва групата на антилептоните: e^+ , $\tilde{\nu}_e$, μ^+ , $\tilde{\nu}_\mu$, τ^+ , $\tilde{\nu}_\tau$. Масата и времето им на живот, електричният и лептонният им заряд са еднакви с тези на съответните лептони, но са с противоположен знак, а частиците от различните моди на разпадането са заменени със съответни античастици.

Големите групи на мезоните и барионите се подразделят на по-малки групи в зависимост от характеристиките — изотопичен спин, странност, чар.

Изотопичните групи (мультиплети) съдържат частици с почти еднакви маси и еднакви свойства, но с различен електричен за-

ряд. Между броя на частиците от даден мультиплет n и изотопичния спин I съществува връзката

$$n = 2I + 1. \quad (4)$$

Така например Δ^0 е изотопичен синглет с $I=0$, p и n образуват изотопичен дублет с $I=1/2$, а трите пиона π^+ , π^- , π^0 и грите хиперона Σ^+ , Σ^- , Σ^0 образуват изотопични триплети с $I=1$, делта частиците Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^- — изотопичен четириплет с $I=3/2$. Това е максималната стойност, която може да има изотопичният спин, т.е. повече от 4 частици не може да има в един изотопичен мультиплет.

Квантово-механичната величина изотопичен спин е вектор в абстрактното изотопично пространство и проекцията му върху една от трите оси, например третата ос I_3 може да се квантува, като заема толкова различни стойности, колкото може да има изразът $2I+1$. Така че на всяка частица от даден мультиплет може да се съпостави точно определена стойност на I_3 . Например при изосинглетна на Δ^0 $I_3=0$, нуклоновият дублет $I_3=+1/2$ за протона и $I_3=-1/2$ за неутрона, при четириплета на делта частиците I_3 заема съответно следните стойности $3/2, 1/2, -1/2, -3/2$.

В таблицата на елементарните частици (табл. 2) след всяка от групите на барионите от № 11 до № 21 трябва да се прибави съответно мультиплет от антибариони. Те имат маса, време на живот, спин, четност, еднакви с тези на съответните бариони. Антибарионите се отличават от съответните бариони по знака на електричния заряд, барионния заряд, странност, чар, красотата и по третата проекция на изотопичния спин.

В отделните колони на таблицата са посочени: символът и знакът на частицата, I — изотопичният спин и G — четността, J — спин и P — пространствена четност, M — масата в MeV, средният живот τ в s или пълна ширина Γ в MeV, парциалните модове на разпадане и част от всички разпадания в %. Моди на разпадане с малка вероятност не са посочени в таблицата.

При мезонните и барионните резонанси след символа на частиците в скоби е означена средната маса в MeV на частиците от мультиплета, а в колоната за масата е посочен масовият интервал, в който се намират масите на частиците от мультиплета.

Частиците от дадена мода на разпадане трябва да имат сумарен електричен заряд, еднакъв с този на родителската частица.

Когато дадена мода на разпадане не е известна напълно, както при новооткритите чаровни мезони се среща запис като K^- anything, което означава K^- + други частици, които не са регистрирани от детектора.

В четвъртата група са дадени неутралните каони, които се раждат при силните взаимодействия като K^0 и $\bar{K}^0$, а се разпадат като K^0 и K_L^0 , които са квантови смеси от K^0 и $\bar{K}^0$.

Класификацията на мезоните и барионите, наречени с общото име адрони, в зависимост от барионното число B , странността S и чара C е посочена в таблица 3.

Таблица 3

Класификация на мезони и бариони в зависимост от барионното число B , странността S и чара C

Мезони, $B=0$	S	C	Бариони, $B=1$	S	C
π, η	0	0	p, n	0	0
K^+, K^0	+1	0	Λ, Σ	-1	0
$K^-, \bar{K}^0$	-1	0	Ξ	-2	0
D^+, D^0	0	+1	Ω^-	-3	0
$D^-, \bar{D}^0$	0	-1	Λ_c^+	0	+1
F^+	+1	+1			
F^-	-1	-1			

От таблицата на елементарните частици могат да се направят някои констатации и изводи за основните им свойства.

Маса. Фотонът и различните видове неутрино имат нулева маса в покой. Дали масите на тези частици са точно нула или са много малки, но различни от нула, това е важен въпрос, който се обсъжда и днес. Провеждат се и се планират специални експерименти, но окончателен отговор засега липсва.

През петдесетте години се счита, че основните свойства на частиците се определят от тяхната маса. В зависимост от масата частиците бяха разделени на три групи: лептони (леки частици), мезони (частици със средна маса) и бариони (тежки частици). Днес ние познаваме лептон, а именно τ -лептонът с маса 1784 MeV, който е значително по-тежък от пионите, каоните, нуклоните и хипероните. Също така познаваме мезони като ψ -частиците и Y -частиците, които са значително по-тежки от нуклоните и хипероните. Масата на ψ -мезон е равна на около 10 протонни маси.

Големината на масата на адроните, т.е. силно взаимодействие

ващите частици, сега се поставя във връзка с кварковата структура на частиците и степента на възбуждането на тези сложни системи частици. При лептоните и кварките, които сега се считат точкови обекти, ние нямаме представа за произхода на тяхната маса.

Резонансите, по-голямата част от които бяха открити през периода 1960—1965 г., имат извънредно малко средно време на живот, от порядъка на 10^{-22} — 10^{-24} s, поради което нямат определена маса. Съгласно с квантовата механика неопределеността в масата Δm на частицата със средно време на живот τ се дава с релацията

$$\Delta m = \frac{\hbar}{\tau} \quad (5)$$

При $\tau = 10^{-24}$ s за Δm се получава $\Delta m = 660$ MeV. Всъщност експериментално се измерва Δm , а от израза (5) се определя средното време на живот. Загова в таблицата на елементарните частици при резонансите се дава не средното време на живот, а пълната ширина на резонанса $\Gamma = \Delta m$ MeV.

Няма да се спираме подробно на експерименталната методика за откриването на резонансите и установяването на техните свойства. Ще се ограничим със следната кратка информация. Ако даден резонанс се движи със скоростта на светлината, поради краткия си живот той не може да измине разстояние, по-голямо от 10^{-13} cm. Следователно той не може да остави видима следа в който и да е детектор и не може да бъде регистриран непосредствено. Детекторите регистрират частиците, на които се разпадат резонансите, при условие че са дълго живеещи, т.е. със средно време на живот, по-голямо от 10^{-11} s. Ако се определи ефективната маса на продуктите на разпадаването, ще се види, че тя има различни стойности за отделните разпадания на частицата. За голям брой разпадания се строи разпределението на ефективните маси. Получава се крива, която математически се описва с формула от типа на тази на Брайт-Вигнер за обясняване на резонансите във физиката на ядрото. Оттук следва и названието резонанс за тези частици. Резонансната крива на разпределението на ефективните маси се характеризира с максимум, който определя масата на резонанса и пълната ширина на половината височина на максимума (Γ). Пълната ширина определя средното време на живот. Тези две величини са посочени в таблицата на елементарните частици за откритите до днес резонанси. (Видът на резонансната крива за един конкретен случай се разглежда по-нататък и е даден на фиг. 24.)

спериментална информация за разпаданията на частиците, но тя е доста ограничена. До пре-

спериментална информация. До пре-

Особено ценна информация дават слабите разпадания. До преди няколко години слабите разпадания представляваха единствен източник за изучаването на този вид взаимодействие дават неутрини за изучаването на този вид взаимодействие на съвременните експерименти. Това стана възможно благодарение на съвременните ускорители за високи енергии. Стана възможно при употребите да се формират специални канали за неутринни взаимодействия. С които се облъчват съответни експериментални рични снопове, с които се облъчват съответни експериментални инсталации. Високата енергия на неутринния поток е от съществено значение, тъй като сечението на слабото взаимодействие е пропорционално на енергията. Нека припомним, че средният пробег на неутриното при ниски енергии е огромен. Даже ако се движи в тежка среда, като олово, пробегът му ще бъде равен на дължината на обиколката на Земята около Слънцето. Докато пробегът на силно взаимодействащите частици в олово е от порядъка на няколко сантиметра.

Днес съществуват много експериментални инсталации за изучаване взаимодействията на триното. Това е едно от най-големите постижения на съвременния експеримент във физиката на високите енергии.

Елементарните чистици се характеризират с още много други величини, посочени в таблица 2, но тук няма да се спираме на тях.

СТРУКТУРА НА АДРОНИ

В началото на шейсетте години бе установено, че между частиците от някои изотопични мултиплети няма съществени разлики в техните свойства и поради това могат да се обединяват в по-големи групи. Известните по това време мезони бяха обединени в групи от по 8 частици — октети, а барионите в групи от по 8 и 10 частици — октети и декаплети. Това свойство на симетрия на адроните да се обединяват в октети и декаплети математически може да се представи със свойствата на унитарната симетрия на $su(3)$ -групата. Така например пионите, каоните и ета-частицата образуват $su(3)$ -октет (фиг. 22, а); нуклоните, ламбда, сигма- и кси-частиците образуват барионен октет (фиг. 22, б); делта-частиците, сигма- и кси-резонансите и омега-минус хиперонът образуват $su(3)$ -декаплет. Антибарионите също могат да се обединят в съответни мултиплети. Всички частици от даден $su(3)$ -мултиплет трябва да имат еднакъв спин (J) и четност (P). Различията в ма-

141

Време на живот. От големия брой елементарни частици само една малка част живеят вечно и са стабилни. Другите са нестабилни и се разпадат на други частици. Стабилни са частиците фотон, всички видове неутрино, електрон и позитрон, протон и антипротон.

Атомните ядра на голям брой химични елементи са стабилни, тип протон.

Атомите, които имат свободни неутрони, които могат да се разпадат със средно време на живот 917 s. Стабилността на тези ядра се дължи на особения характер на взаимодействията, на ядрените сили между различните двойки нуклиони в ядрото — протон-протон, протон-неутрон и неутрон-неутрон.

протон-протон, протон-неутрон и неутрон-неутрон. Нестабилните частици се разпадат и имат твърде различни големина средни времена на живот. Средното време на живот τ силно зависи от вида на взаимодействието, на което се дължи разпадането на частицата. При средни времена на живот $\tau > 10^{-15}$ s разпадането се дължи на слабото взаимодействие, ако τ е в интервала $10^{-16} - 10^{-18}$ s, тогава за разпадането е отговорно електромагнитното взаимодействие и при $\tau < 10^{-18}$ s разпадането се дължи на силното взаимодействие.

дължи на силното (ядреното) взаимодействие. За изграждането на съвременната теория на Вселената частици и на теорията за произхода и развитието на въпроса дали изключително важно значение има отговорът на въпроса дали протонът наистина живее вечно, или и той се разпада, макар и с много голямо средно време на живот. За да се получи отговор на този въпрос, през последните години бяха извършени специални експерименти и сега се проектират нови. Тези трудни експерименти поставят граница на живот на протона е $\tau > 10^{31}$ години. Наистина средното време на живот на протона е много голямо, значително по-голямо от живота на това е много голямо число, значителен отговор на поставения въпрос, но все пак нямаме окончателен отговор на поставения въпрос. Вселената, но все пак нямаме окончателен отговор на поставения въпрос.

въпрос и изследванията ще продължат.

Моли на разпадане. От таблицата на елементарните частици се вижда, че съществува голямо разнообразие в разпаданията на частиците както по отношение на продуктите на разпадането, така и спрямо относителната вероятност, която характеризира частта от всички съществуващи разпадания на даден тип частици. Експериментът има за задача да установи тези данни, а теорията да ги обясни.

От анализа на опитните данни за вида на частиците, получени при разпадането, и от ъгловото и енергетично разпределение на тези частици се правят изводи за закономерността, на които се подчиняват разпаданията, и за вида на взаимодействието, което предизвиква даденият тип разпадане. Днес съществува богата ек-

$$Q = \frac{B+S+C}{2} + I_3, \quad (6)$$

която обобщава известното съотношение на Гел Ман — Нишидзима.

Ще разгледаме някои основни положения на кварковата хипотеза, на нейното развитие и превръщането ѝ в теория, позната под името квантова хромодинамика.

Някои основни положения, запазени и до днес, се отнасят до броя на кварките, от които са изградени частиците. Според тях:

а. Всеки мезон се състои от двойка кварк-антикварк, $M(22)$. Например: $\pi^+ \rightarrow (u\bar{d})$, $\pi^- \rightarrow (\bar{u}d)$, $K^0 \rightarrow (d\bar{s})$. Това би било възможно, ако аниhilационният процес между кварк и антикварк се приеме, че е забранен или силно потиснат.

б. Всеки барион е изграден от три кварка, $B(222)$. Например $p \rightarrow (uud)$, $n \rightarrow (udd)$, $\Lambda^0 \rightarrow (uds)$, $\Omega^- \rightarrow (sss)$ и т. н.

в. Всеки антибарион е изграден от три антикварка, $\bar{B}(222)$. Например: $\bar{p} \rightarrow (\bar{u}\bar{u}\bar{d})$, $\bar{n} \rightarrow (\bar{u}\bar{d}\bar{d})$, $\Lambda^0 \rightarrow (\bar{u}\bar{d}\bar{s})$, $\Omega^- \rightarrow (\bar{s}\bar{s}\bar{s})$ и т. н.

г. Мезонните и барионните резонанси се състоят от същия брой кварки както съответните мезони и бариони, но резонансите системи кварки се намират във възбудено състояние на радиялно и хармонично движение.

Дали в природата съществуват елементарни частици, в състава на които да влизат повече от три кварка, така наречените екзотични елементарни частици е въпрос, на който и до днес няма окончателен отговор. На въпроса защо при изграждането на адроните природата е избрала само посочените по-горе комбинации от кварки, ние нямаме ясен отговор.

Особено важен и труден проблем се оказа този за несъществуването в природата на свободни, отделни кварки и за невъзможността да се отделат свободни кварки от състава на елементарните частици. Всички опити досега, които си поставяха задачата да намерят в природата свободни кварки или да открият и изолират единични кварки от елементарните частици, се оказаха безрезултатни. Този неуспех първоначално се приемише за голям и сериозен недостатък на кварковата хипотеза. Този важен факт се използваше дълго време като убедителен аргумент против кварковата хипотеза. В резултат на продължителните експериментални и теоретични изследвания на проблема за „неоткъсването на кварките“ или за „тяхното пленничество“, или за „конфайнмънта“ се дойде до извода, че това е резултат на особения характер на ядрените сили на взаимодействие между кварките. Кварките се приемат за точкови обекти, без вътрешна структура.

сите на частиците в даден $su(3)$ -мултиплет се приемат за несъществени и за резултат на силното взаимодействие.

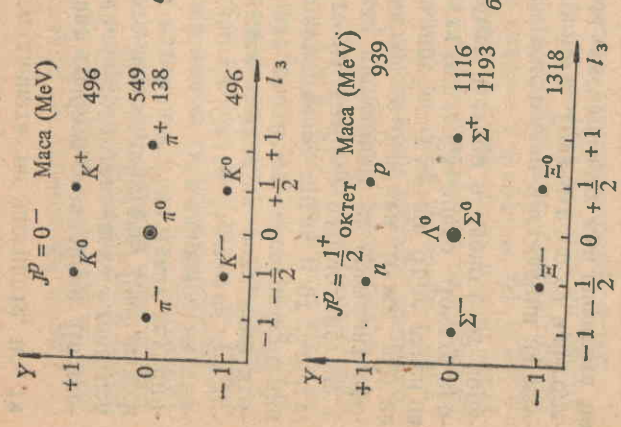
Теорията за $su(3)$ -симетрията на елементарните частици предсказва съществуването на омега-минус частицата, която бе открита експериментално през 1964 г. Това бе голям триумф на унитарната симетрия. Бяха намерени много полезни формули за връзката между масите на частиците от даден мултиплет, които експериментът потвърди.

Важна стъпка в развитието на теорията на унитарната симетрия бе направена през 1963 г. с приемането на кварковата хипотеза, предложена от Гел Ман и Цвайг независимо един от друг.

Според тази хипотеза всички адрони (мезони, бариони и антибариони) се разглеждат като сложни частици с вътрешна структура, изградени от сравнително малък брой фундаментални частици, наречени кварки. Първоначално се приема, че съществуват три различни „аромата“ u, d, s .

Кварките имат различни маси, различен дробен електричен заряд, дробен барионен заряд. Характеризират се с изотопичен спин и странност. По-късно се установи, че съществуват и други видове кварки, за които се въвеждаха нови квантови числа „чар“ и „красота“. Всички кварки имат спин $1/2$, т. е. имат свойствата на фермиони. В таблица 4 са дадени характеристиките на известните днес кварки. В същата таблица са дадени и свойства на известните днес лептони. Антикварките и антилептоните имат еднакви маси с тези на съответните кварки и лептони, но противоположни по знак електричен и барионен заряд, странност, чар, красота.

Между електричния заряд Q и квантовите числа на кварките съществува връзката



Фиг. 22. а) мезонен $SU(3)$ -октет; б) барионен $SU(3)$ -октет. Тези мултиплети са представени в двумерни диаграми, при които по една ос се нанася третата проекция на изоспина (I_3), а по другата ос — хиперзарядът (Y) на частиците

три различни вида кварки или кварки с три различни „аромата“ u, d, s , а също така и толкова антикварки $\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$. Кварките имат различни маси, различен дробен електричен заряд, дробен барионен заряд. Характеризират се с изотопичен спин и странност. По-късно се установи, че съществуват и други видове кварки, за които се въвеждаха нови квантови числа „чар“ и „красота“. Всички кварки имат спин $1/2$, т. е. имат свойствата на фермиони. В таблица 4 са дадени характеристиките на известните днес кварки. В същата таблица са дадени и свойства на известните днес лептони. Антикварките и антилептоните имат еднакви маси с тези на съответните кварки и лептони, но противоположни по знак електричен и барионен заряд, странност, чар, красота.

Между електричния заряд Q и квантовите числа на кварките съществува връзката

Когато разстоянието между два кварка се увеличава до 10^{-13} cm, потенциалната енергия на взаимодействието намалява. При по-големи разстояния от 10^{-13} cm потенциалната енергия остава постоянна. Следователно за откъсването на кварк от елементарна частица е необходимо да се внесе голямо количество енергия. Преди да настъпи моментът на откъсването на кварка, енергията на възбуждането се освобождава под формата на двойки кварк-антикварк, т. е. като се образуват мезони. Този процес на „адронизация“ на възбудени системи от кварки обяснява тяхното „пленичество“.

Труден проблем, който стоеше за решаване пред кварковата хипотеза, е този за „несъответствието спин статистика“. Какво означава това? Още преди появата на кварковата хипотеза бе известно, че свойствата на барионите могат да се обяснят без изключение, ако собствената част на вълновата функция е симетрична. Това означава, че например трите еднакви s-кварка, изграждащи Ω -хиперона, трябва да се намират в еднакво квантово състояние. Това обаче е в противоречие с изискването на статистиката на ферми. Кварките като фермиони със спин $1/2$ не могат да се намират в едно и също квантово състояние в дадена система от кварки. За да се отстранят тези недостатък, по-късно бе прието, че кварките притежават допълнителна характеристика, наречена „цвет“. От всеки аромат кварк съществуват по три различни цвята, например жълт, червен и син. Антикварките са носители на противоположни цвята (антицветя). С помощта на цветната характеристика вълновата функция на бариона може да запази своята четност, тъй като трите кварка могат да се намират в различни цветни състояния. Поради силното взаимодействие между кварките и бариона цветовете се променят непрекъснато, но така, че във всеки момент да присъствуват трите цвята. Барионите, антибарионите и мезоните като частици нямат цветна характеристика, те са „бели“. Математически цветните свойства на кварките в елементарните частици се описват със свойства на квантовата хипотеза за така наречената цветна $su_3(3)$ -група. Така кварковата хипотеза се превърна в теория, наречена квантова хромодинамика (КХД). Днес тази теория се счита за най-съвършената теория на силното взаимодействие. Ще се спрем на някои експериментални факти, които допринесоха съществено за изграждането на квантовата хромодинамика.

Хипотезата за цветната характеристика на кварките намира пряко експериментално потвърждение при изследването на еднофотонната аниhilация на двойката електрон-позитрон при високи енергии. Този процес започна да се изследва след построяването

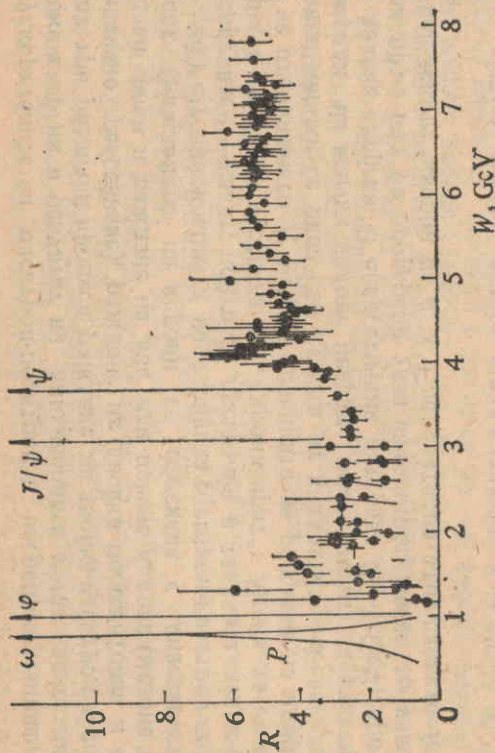
на ускорителите за електрон-позитронни насрещни снопове. При високи енергии в резултат на аниhilацията могат да се наблюдават три различни процеса: раждане на двойка електрон-позитрон (еластично разсейване), раждане на двойка положителен и отрицателен мюон и раждане на два или повече адрона (мезона и бариона). (Раждането на адрони се обяснява с диаграмата на фиг. 25.) От аниhilацията на двойката електрон-позитрон се ражда виртуален γ -квант, който се превръща в двойката кварк-антикварк, а те от своя страна се „адронизират“. Може да се покаже, че отношението R между сеченията за раждане на адрони и мюонни двойки се дава със сумата от квадратите на електричните заряди на всички видове кварки, които могат да участвуват при дадена енергия. В енергетичния интервал 2–3 GeV, при който за пръв път бе проверена тази зависимост, могат да участвуват най-леките кварки u , d , s . Следователно отношението R има вида

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адрони})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum e_i^2 = \left\{ \left(\frac{2}{3} \right)^2 + \left(\frac{1}{3} \right)^2 + \left(-\frac{1}{3} \right)^2 \right\} \times 3 = 2. \quad (7)$$

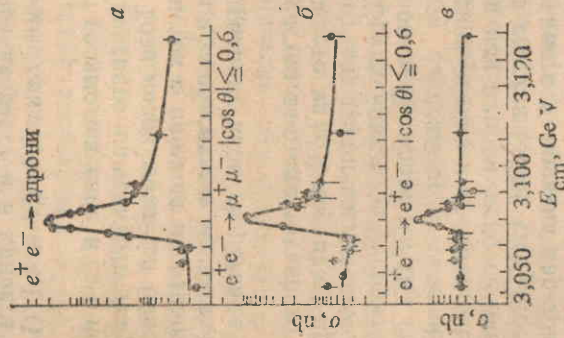
Тази стойност бе потвърдена от експеримента. Обаче при появата на новите ускорители с енергия в системата на центъра на масите за електрон-позитронните снопове до 8 GeV експериментите показваха, че отношението R започва да расте и в кривата се наблюдават ясно очертани максимуми при 3,1, 3,7 и 4,1 GeV (фиг. 23).

Тези експериментални факти са от голямо значение и са в подкрепа на предположението за съществуването на четвърти кварк носител на квантовото число „чар“. Този кварк може да обясни защо не се наблюдава слаб неутрален ток с промяна на странността. Четвъртият кварк бе необходим и за обясняване на загадъчното малката вероятност, с която неутралният каон се разпада на двойка мюони.

Прякото експериментално доказателство за съществуването на чаровния кварк обаче дойде с откриването на J/ψ -частицата през 1974. Това бе направено независимо от две групи изследователи, работещи на протонния синхротрон в Брукхайвън и на ускорителя с насрещни електрон-позитронни снопове в Стенфорд (САЩ). При детайлното изучаване на енергетичната зависимост на сечението на аниhilацията на електрон-позитронна двойка и превръщането й в двойка електрони, двойка мюони или адрони ясно се очертава резонансен пик при една и съща енергия (3,095 GeV), което е показано на фиг. 24. Както бе изтъкнато в предния параграф, този метод за откриване на нови частици е добре известен. Осо-



Фиг. 23. Зависимост на R от енергията на взаимодействието $e^+e^- \rightarrow$ адрони. При ниски енергии сечението на това взаимодействие се доминира от генерацията на известните векторни мезони ρ , ω и ϕ . При по-високи енергии се появяват резонансите J/ψ и ψ' . Сложната структура по-нататък е свързана с появата на тежките лептони и на нови кварки



Фиг. 24. Резонансът J/ψ , проявен в зависимостта на сечението от енергията при аниhilация на електрон и позитрон, при което се раждат: а) адрони; б) двойка мюони и в) електрон-позитронна двойка

беното в случая е, че широчината на резонанса на J/ψ -частицата е около 10^4 пъти по-малка от тази на обикновените резонанси. Този резонанс бе открит и в Брукхайвън за инклузивната реакция, при която се раждат електрон-позитронна двойка в резултат на взаимодействието на високоенергетични протони с ядрата на мишената.

Резонансният максимум при електрон-позитронната аниhilация, наблюдаван в Стенфорд, показва, че това взаимодействие е сложно и преми-

нава през няколко етапа. Електронът и позитронът аниhilират, ражда се виртуален γ -квант, който се превръща в неутрална векторна частица (тъй като има спин 1, колкото е спинът на γ -кванта) и от своя страна тя се разпада на адрони (фиг. 25, а). На фиг. 25, б е показана диаграма на адронен процес, при който γ -квантът преминава в двойка кварк-антикварк с последваща адронизация на кварките.

Наскоро след откриването на J/ψ -частицата тя бе видяна и в другите ускорителни центрове — в Серпухов, Фраскати и Хамбург. Бяха открити и изучени цяло семейство частици, подобни на J/ψ -частицата. ψ' -частиците представляват различни възбудени състояния на система от свързани чаровен кварк и чаровен антикварк ($c\bar{c}$).

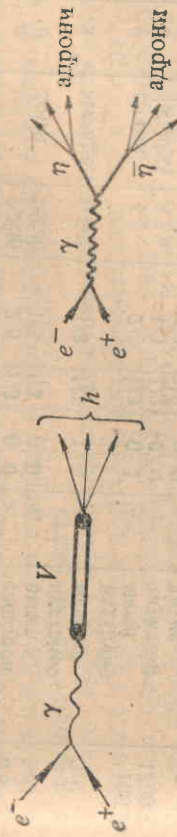
Чармونيумът, макар да се състои от два чаровни кварка, не притежава характеристика „чар“, защото алгебричната сума от чара на двата кварка е нула. Той има, както се казва, „скрит чар“.

Паралелно с изучаване на свойствата на J/ψ -частицата започна усилено търсене на „чаровни“ частици, т. е. на такива адрони, в които един или всички кварки са чаровни, но без да се компенсират чарът. Днес ние познаваме всички възможни видове чаровни мезони, които са посочени в таблицата на елементарните частици. Има открити и някои чаровни мезонни резонанси. Досега са открити и два чаровни бариона $\Lambda_c^+(2,26) \rightarrow (u\bar{d}c)$ и $\Sigma_c^{++} \rightarrow (uuc)$.

Косвено потвърждение на съществуването на чаровния кварк и чаровните частици намираме в следните експериментални резултати, получени от изследванията при високите енергии:

а. В областта на взаимодействието се раждат енергетични електрони и мюони в такива количества, които не могат да се обяснят, ако се приеме, че източник на тяхното раждане е разпада-нето на нечаровните частици.

Фиг. 25. а) диаграма на взаимодействието, при което в резултат на аниhilацията на електрон-позитронна двойка се ражда виртуален γ -фотон, който последователно се превръща във векторен мезон (V) и адрони; б) раждане на адронни струи



б. Раждането на два, три и повече енергетични мюона в едно взаимодействие се свързва с раждането и разпадането на две и повече чаровни частици.

в. Раждането на адрони с големи напречни импулси и с големи сечения се свързва с раждането на тежкия чаровен кварк и неговата адронизация.

г. На фиг. 25, б е показан процес на аниhilация на електрон-позитронна двойка, при който γ -квантите се превръщат в двойка кварк-антикварк. Тя се превръща в адрони, които в експеримента се наблюдават под формата на така наречените "струи". Посоката на струите се определя от посоката, спрямо която адроните имат минимална сума от напречните импулси. Тези посоки съвпадат с посоките на движение на двата първоначални кварка преди процеса на адронизацията им.

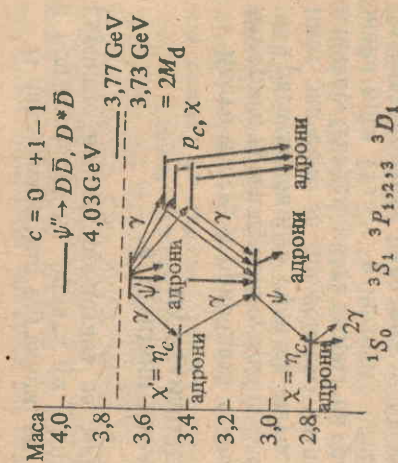
д. Има регистрирани събития с три струи. Техният произход се свързва със съществуването на глюони в елементарните частици. е. Съществуването на глюони в елементарните частици се обяснява и с факта, че при високоенергетичните взаимодействия придаденият импулс на кварките е около 50% от придадения импулс на елементарните частици, участващи във взаимодействието. Останалата част от придадения импулс се поема от глюоните.

Кварковата теория с четири кварка по новому разглежда вълноса за систематиката на елементарните частици. Тук се използва група $su(4)$. Няколко $su(3)$ -мултиплета с различен брой чар

Таблица 4

Основни характеристики на кварки и лептони:
 Q — електричен заряд в единици елементарен електричен заряд;
 B — барионен заряд, S — странност, C — чар

Знак	Кварки						Лептони					
	Име	M GeV	Q	B	S	C	Знак	Име	M MeV			
u	up	0,336	$2/3$	$1/3$	0	0	e^-	електрон	0,5			
d	down	0,338	$-1/3$	$1/3$	0	0	ν_e	електронно неутрино	≈ 0			
s	strange	0,540	$-1/3$	$1/3$	-1	0	ν_μ	мюонно неутрино	≈ 0			
c	charm	1,5	$2/3$	$1/3$	0	1	μ^-	мюон	106			
b	beauty	4,5	$-1/3$	$1/3$	0	0	τ^-	таумезон	1800			
t	truth	>17	$2/3$	$1/3$	0	0	ν_τ	тауне неутрино	0			



Фиг. 26. Масов спектър на чармониума — свързано състояние на двойка чаровни кварк-антикварк ($c\bar{c}$). От анализа на този спектър се получават важни данни за характера на ядрените сили

на генерация и разпадането им се приема, че те са мезони, съставени от нов тип двойка кварк-антикварк. Този тип кварк е най-тежкият открит засега кварк с маса около 4,5 GeV, означен с b (от beauty или bottom), носителят на квантово число красота (вж. табл. 4). Иpsilon-частицата се разглежда като аналог на чармониума и се нарича още бютониум. Изследването на масовите спектри на чармониума и бютониума позволява да се изучат поведението на ядрените сили на малки разстояния, на кваркова по-малки разстояния, колкото са по-големи масите на кварките. На фиг. 26 е показан масовият спектър на чармониума.

От точното измерване на величината R , определена с формула (7), се прави изводът, че при енергия над 10 GeV тя се увеличава с $\Delta R = 0,39 \pm 0,1$. От този резултат се заключава, че електричният заряд на b -кварка е $-1/3$, защото $\Delta R = e_b^2 \times 3$ цялата $= 1/3 = 0,33$, което съвпада с експерименталния резултат за ΔR в границите на грешката.

Днес теорията предполага съществуването и на шести кварк, означен с t (от truth или top). Експериментално не е открит даже при опити с високоенергетичните насрещни електрон-позитронни снопове в ускорителя PETRA в Хамбург. Ето защо се заключава, че масата на t кварка е над 19 GeV, колкото е максималната енергия на един от сноповете.

В заключение ще изтъкнем, че след откриването на кварките и признаването на ролята им на най-малки гравитни частици на адроните нашата представа за микроsveta се промени коренно.

6. ОСНОВНИ ХАРАКТЕРИСТИКИ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯТА

Както знаем, в природата съществуват 4 вида основни взаимодействия: гравитационно, слабо, електромагнитно и силно.

Гравитационните сили са изучени за пръв път от Нютон. Те имат значение за движението на небесните тела и земното привличане. Съвременната теория на гравитацията е създадена от Айнщайн през 1915 г. в неговата обща теория на относителността. Гравитационните сили между елементарните частици са нищожно малки и във физиката на елементарните частици се пренебрегват.

Законите, на които се подчиняват магнитните и електричните сили, са изучени в класическата физика. Голям успех за нея бе обединяването на тези сили в електромагнитната теория на Максвел, която обхваща и светлинните явления и стана основа за развитието на електротехниката, радиотехниката и телевизията. С електромагнитните сили се обясняват свойствата на атома. Те имат значение и във физиката на елементарните частици. Отчасти квантовия характер на явленията в микроsveta, класическата електродинамика се превръща в квантова електродинамика (КЕД). Днес КЕД е най-съвършената физична теория. Тя предсказва най-фини явления и позволява да се пресметнат физични величини с най-голяма точност и в съответствие с успехите на съвременните експерименти.

Слабото взаимодействие е въведено във връзка с изучаването на радиоактивното разпадане. То е отговорно за слабото разпадане на елементарните частици и за слабото взаимодействие на неутриното. Съвременната теория е създадена от Вайнберг и Салам на основата на квантовата теория на полето и по аналогия на КЕД.

Силното взаимодействие обяснява стабилността на атомното ядро. Ядрените сили играят преобладаваща роля при взаимодействията между адроните, когато те се сблъскват с огромни скорости и енергии. Квантовата хромодинамика е съвременната теория за силното взаимодействие между кварките в адроните и между адроните.

Физиката на високите енергии е допринесла извънредно много за изясняване същността на силното, електромагнитното и сла-

бото взаимодействие в областта на малките пространствено-временни интервали. Днес ние знаем с голяма точност различните закони, на които се подчиняват тези взаимодействия. Ще се спрем на основните им характеристики. Една част от тях изтъкват съществени различия в характера на силите. Но съществуват и такива характеристики, които подчертават общото в отношенията им. На основата на тези характеристики се правят опити за създаване на теория на две, три или четири сили. Засега най-голям успех има теорията на електрослабото взаимодействие, която обединява слабото и електромагнитното взаимодействие, създадена през последните няколко години.

Според квантовата теория на полето силите на взаимодействие между две частици имат обменен характер, т. е. те се дължат на обмяна на съответен вид частици. Този общ характер позволява различните взаимодействия да се изразяват с аналогични диаграми (фиг. 27). На фигурата са означени и други физични величини, които са типични за всеки вид взаимодействие.

Нека разгледаме диаграмата на добре познатото електромагнитно взаимодействие между два електрона. Електричните заряди създават електромагнитно поле. Ролята на обменната частица се изпълнява от кванта на електромагнитното поле — фотона. Електромагнитното поле е векторно поле, затова и обменната частица има спин 1, фотонът е векторна частица. Силата на електромагнитното взаимодействие се характеризира с константата на фината структура $\alpha = 1/137$. Електростатичната сила съгласно със закона на Кулон намалява обратно пропорционално на квадрата от разстоянието и действа до безкрайност. Безкрайно големият радиус на действието на електромагнитните сили в теорията на полето се изразява с това, че масата на обменната частица (фотона) е нула. Фотонът е отдавна известна частица и свойствата ѝ са изучени.

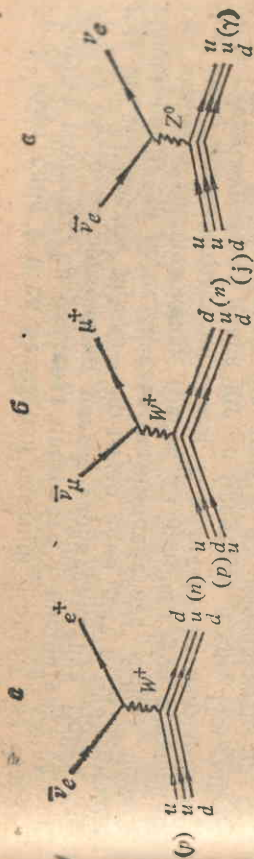
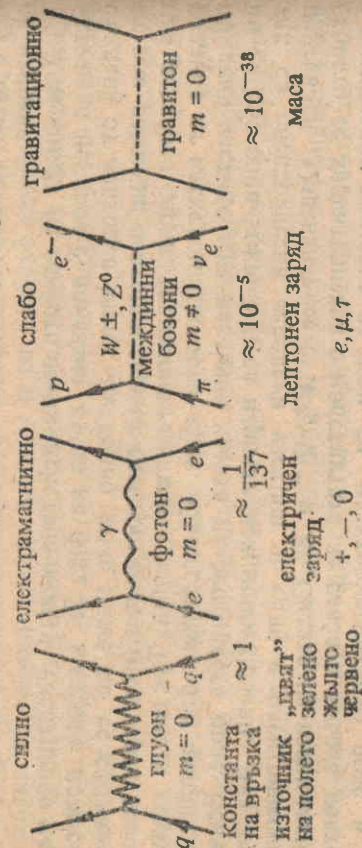
Диаграмата на слабото взаимодействие между електронно неутрино и неутрон е показана също на фиг. 28. Слабото поле се създава от лептонен заряд. Лептонно поле може да се създаде от три различни лептонни заряда: електронен лептонен заряд, мюонен лептонен заряд, таумезонен лептонен заряд. Тук има и друга разлика от електромагнитното поле. Съществуват три различни обменни частици, три различни кванта на лептонното поле. Всички са със спин единица и се наричат междинни бозони. Два от тях са електрически заредени частици и един е електрически неутрален. Означава се с W^+ , W^- и Z^0 . Силата на взаимодействие се характеризира с константата на слабата връзка, която е значително по-малка от тази на електромагнитното поле и е

около 10^{-5} . Константата на връзката е безразмерна величина. Сечението на взаимодействието на неутрино е няколко порядъка по-малко от това на електромагнитното взаимодействие. Оттук следва, че радиусът на действието на слабите сили е много малък, от порядъка на 10^{-16} cm. Това малко разстояние, което действуват тези сили, показва, че обменните частици трябва да имат значителна маса в покой. От закона за неопределеността в квантовата механика може да се получи груба оценка за тази маса. Тя се оказва доста голяма. Това е причината междинните бозони да не са наблюдавани експериментално и до днес. Съществуват експериментални методи, които също водят до оценки за масите на междинните бозони. Такива оценки са получени от хода на сечението на взаимодействието между неутрино и протона в зависимост от предадения импулс, а така също и от опитните данни за неутралния ток на слабото взаимодействие. Тези оценки показват, че масата на $W^\pm$ бозона е от порядъка на 80 GeV, а на Z^0 бозона — 90 GeV.

Както видяхме, адроните се състоят от кварки. За слабото взаимодействие между кварките и лептоните може да се даде диаграма, подобна на дадените на фиг. 27. В резултата на обмяната на междинните бозони настъпва промяна в електричния заряд на кварка, т. е. при слабото взаимодействие се мени видът (ароматът) на кварка. На фиг. 28 са показани диаграми за раз-

Фиг. 27. Диаграми и характеристики на основните видове взаимодействия: ядрено, електромагнитно, слабо, гравитационно

Основни видове взаимодействия между две частици:



Фиг. 28. а) диаграми на бета-разпадане, квазиеластично разсейване на муонно неутрино; б) еластично разсейване на електронно неутрино от протон, според кварковата хипотеза

лични типове слабо взаимодействие: β -разпадане, квазиеластично разсейване на електронно неутрино от протон, като се има пред вид кварковата структура на протона.

От аналогични взаимодействия, представени с диаграми на фиг. 28, а и 28, б, се идва до извода, че в резултат на слабото взаимодействие при обмяната на заредени междинни бозони кварките менят аромата си, но така, че кварките с електричен заряд $+2/3$ преминават в кварки със заряд $-1/3$ и обратно, тъй като само при това условие е в сила законът за запазване на електричния заряд. Заедно с това настъпва промяна и в лептона. Този тип слабо взаимодействие във формализма на алгебрата на токовете се нарича взаимодействие на слабия зареден ток. Експериментално е наблюдавано отдавна при бета-разпадане.

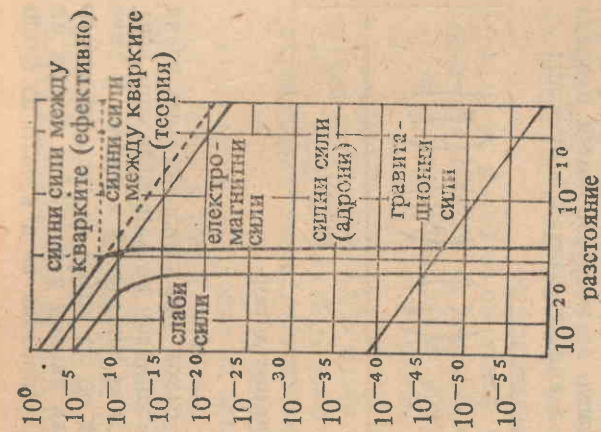
На фиг. 28, в е показано еластично разсейване на неутрино, при което не се наблюдава промяна в кварките и лептоните. Частичите запазват първоначалната си природа. Обменната частица е неутралният междинен бозон Z^0 . В алгебрата на токовете това е тип слабо взаимодействие без наблюдаван през 1973 г. Експерименталното доказателство за съществуването на слабия неутрален ток е важно откритие, което допринесе съществено за развитието на съвременната теория на слабото взаимодействие.

Силното взаимодействие между кварки е представено с първата диаграма на фиг. 27. Силното поле се създава от силния заряд на кварките. Ролята на този заряд се изпълнява от цвета на кварките. Както се изтъкна в предния параграф, съществуват 3 различни цвята, условно наречени червен, жълт и син. Съществуват също така и 3 допълнителни цвята. Според квантовата хромодинамика квантите на силните полета са глюони. Те са 8 на

брой, имат спин 1 и са безмасови частици. Когато два кварка си обменят глюоните, си разменят цветовете. Следователно глюоните трябва също да притежават цветна характеристика. Всеки глюон има по два цветни заряда — по-точно един цвят и един антицвят. Например, за да се осъществи взаимодействието между червен и син кварк, червеният кварк трябва да излъчи глюон с червен цвят и с цвят, допълнителен на синия. В резултат на излъчването на този глюон червеният кварк ще се превърне в син. Поглъщането на глюона от синия кварк ще доведе до изчезването на синия цвят и до появата на червения цвят, т. е. синият кварк ще стане червен. От три цвята и три антицвята могат да се направят 8 комбинации двойки цвят-антицвят, т. е. 8 вида глюони, които са необходими и достатъчни, за да осъществят силното взаимодействие между кварки с произволни цветове. Глюоните са безмасови частици и имат спин единица. При силното взаимодействие има такава особеност, че както кварките, така и квантите на силното поле (глюоните) притежават характеристиката цвят. Това не е така при другите взаимодействия. Напр. електромагнитното поле е така при другите взаимодействия. Напр. електромагнитното поле се създава от електричен заряд, но квантите на електромагнитното поле (фотона) не притежават електричен заряд.

Характерът на зависимостта на ядрените сили от разстояние (характерът на зависимостта на ядрените сили от разстояние) е особен. При разстояние, по-малко от 10^{-14} cm, ядрените сили се отнасят аналогично на кулоновите сили, тъй като обменните частици — глюоните, са безмасови частици. Експериментално потвърждение на това поведение на ядрените сили се намира в чермонииума и бютиониума масовия спектър на подробно изучаване на масовия спектър на чермонииума. Тези спектри са подобни на масовия спектър на позитрониума — свързана система от електрон и позитрон, т. е. система, при която действуват електромагнитни сили, подчиняващи се на кулонския закон. Поради по-голямата маса на кварките в чермонииума и бютиониума анализът на характера на силите се отнася за значително по-малки разстояния, отколкото при позитрониума.

При разстояние, по-големи от 10^{-14} cm, според квантовата хромодинамика ядрените сили имат друг характер, кварките се адронизират и трябва да се разглеждат ядрените сили между елементарните частици като цяло. Тези сили, както знаем, имат ограничено действие до 10^{-13} cm. Това, както за първи път изтъкна Юкава през 1935 г., може да се обясни с обмяната на частиците маса, различна от нула. Въз основа на данните за ограниченото действие на ядрените сили до 10^{-13} cm Юкава пресметна тази маса. Тя е от порядъка на стотина MeV и такива частици вно следствие бяха измерени експериментално — това са пионите. Следователно за поведението на ядрените сили на по-големи разсто



Фиг. 29. Графика на зависимостта на интензитета на основните видове взаимодействия от разстоянието

или с разстоянието, дадени на фиг. 29.

7. КВАРК-ЛЕПТОННА СИМЕТРИЯ

Както се изтъкна в предишните параграфи, днешната представа за най-интимната структура на материята е, че най-малките раливни частици са кварките и лептоните. И двата вида частици са фермиони със спин $1/2$. Кварките и лептоните се приемат за точкови обекти или ако те имат размери и структура, тези размери не могат да бъдат определени със съвременните експерименти. Съществената разлика е в това, че ядрените сили действуват само между кварки — лептоните не ги „чувствуват“.

При физичните процеси кварките и лептоните могат да се разлят и унищожават. Но това може да става само с двойки частици античастици за сметка на съответни количествени изменения енергията. Под действието на слабото взаимодействие кварките могат да се превръщат едни в други, но не произволно. Съ-

щото се отнася и за лептоните. Превръщането може да става само между определени двойки частици, което дава основание да се разпределят на групи от по две частици (дублети). Днес познаваме 6 кварка и 6 лептона, които се групират в по три дублета. Тази класификация на кварките и лептоните е известна с името кварк-лептонна симетрия, която е показана в табл. 5.

Таблица 5

Кварк-лептонна симетрия

Кварки	Лептони
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$
$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$
$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$

Преходите между частиците от даден дублет в резултат на слабото взаимодействие са означени със стрелки. Аналогична таблица може да се състави за антикварките и антилептоните.

Естествено възниква въпросът за броя на тези частици. Възможно ли е да съществуват и други по-тежки кварки и лептони, които бъдещите експерименти евентуално ще открият, и колко техният брой?

От най-общи космогонични съображения може да се покаже, че броят на кварките и броят на лептоните има горна граница и не може да бъде по-голям от 11.

8. ПРИЛОЖЕНИЯ НА ФИЗИКАТА НА ВИСОКИТЕ ЕНЕРГИИ

От изложеното в предишните параграфи става ясно колко важна роля играе физиката на високите енергии за по-пълното и по-детайлно опознаване на заобикалящия ни материален свят. Тя разкрива интимната структура на материята, установява кои са най-малките градивни частици на материята, какви са техните свойства и характеристики, формулира основните закони на елементарните физични процеси, разкрива основните характеристики на различните сили и търси пътища за единното описание на дадене на единна теория на силите в природата.

Физиката на високите енергии играе важна роля за развитието на другите основни науки и на философията. Тя има важно мирогледно значение.

Заедно с това трябва да се изтъкне, че изследванията във физиката на високите енергии имат и важно значение за практиката. Ще отбележим накратко някои приложения.

При съвременните ускорителни центрове съществуват специални медицински лаборатории, които използват снопове от различни частици — протони, електрони, неутрони, пиони и йони, с различни енергии. Тези снопове частици се използват за диагностика и терапия на туморни образувания.

Строят се специални електронни синхротрони с голяма интензивност за използване на синхротронното излъчване. Това е късовълново електромагнитно лъчение, което може да замества рентгеновите лъчи и има преимущество поради голямата интензивност.

Процесът на аниhilацията на частица и античастица се състои в превръщане на масата в покой на частиците в енергия. Това е най-ефективният метод за получаване на енергия. Приложението му засега се ограничава от факта, че не сме се научили да получаваме антиматерия в големи количества.

За разрешаването на проблема за практическо използване на термоядрената енергия някои физики предлагат в термоядрения реактор да се включи подходящ ускорител за тежки йони и високи енергии до 100 GeV.

Извънредно перспективни са ускорителите бридери, с помощта на които може да се получава ядрено гориво от ^{238}U за нуждите на атомните електроцентрали.

Строителството на сложните уникални ускорители и на експерименталните инсталации за изследване с ускорени снопове частици са допринесли съществено за по-нататъшното усъвършенстване на различни научни и технически дисциплини: механика, техника на високия вакуум, мощни височестотни генератори, изчислителна математика и кибернетика, наносекундна и многоканална електроника, изчислителна техника, технологии за получаване на материали с рекордни характеристики, свършени изолатори, свръхпроводящи проводници и магнити, получаване на силни магнитни полета в големи пространства, силни електрични полета.

Някои от експерименталните методи, специално създадени за изследвания във физиката на високите енергии, намират приложение в други науки и области на изследвания. Разработената методика за автоматично разпознаване на образи върху снимки от мексхурчести и други трекови уреди, създадената система програми и алгоритми за обработката на стотици хиляди снимки с помощта на големи електронноизчислителни машини постепенно на-

влизат в други науки: медицина, авиация, селско стопанство, геология и др.
 Широко е приложението на различни видове многостепенни искрови камери.

Има смели идеи за построяването на специални ускорители с интензивни потоци частици с висока енергия, които да могат да се насочват в различни посоки за пренасяне на енергия или поразяване на далечни обекти.

В заключение ще изтъкнем, че посочените примери красноречиво говорят, че няма фундаментални изследвания, които да не са дали мощен и в някои случаи революционен тласък в развитието на техниката и да не са допринесли полза за практиката

Таблица 1

Ускорители за високи енергии					
Местонахождение	Название на ускорителя или лабораторията	Година на пускане	Енергия GeV	Частични ускорения	Някои параметри
1	2	3	4	5	6
Дубна	синхрофазотрон	1957	10	p	синхротрон, обик. 200 м
Дубна	нуклотрон	?	15—20	йони	свърхпроводникови магнити
Москва	ИТЭФ	1961	7	p	синхротрон
Новосибирск	ВЭПП2	1975	0.7+0.7	e^-e^+	накрещени снопове
Новосибирск	ВЭПП-3	—	3+3	e^-e^+	"
Новосибирск	ВЭПП-4	—	7+7	$e^-e^+, \tilde{p}p$	"
Серпухов	—	1967	76	p	синхротрон, силна фокусировка
Серпухов	УНК*	?	3000	$p, pp, \tilde{p}p$	обиколка 19 km
Ереван	—	1960	6	e^-	синхротрон
Харков	—	—	2	e^-	синхротрон
ЦЕРН	PS*	1959	30	p	синхротрон
ЦЕРН	ISR*	1971	28+28	pp, p, d, dd	накрещени снопове
ЦЕРН	SPS*	1976	400	p	супер протонен синхротрон, обик. 6 km
ЦЕРН	LSR	1981	270+230	$pp, \tilde{p}p$	накрещени снопове
ЦЕРН	LEP	1987	140+140	e^+e^-	накрещени снопове, обиколка 27 km
Хилтън	NINA	1963	5	e^-	синхротрон
Хилтън	EPIC	1980	14	e^-e^+	накрещени снопове

Продължение на табл. 1

1	2	3	4	5	6
Орсе	DCI	1976	0.5—1.8	e^-e^+	накрещени снопове
Сакле	SATIRNE	1958	3	p	синхротрон
Фраскати	ALONE	1969	1.5+1.5	e^-e^+	накрещени снопове
Хамбург	DESY*	1964	7.5	e^-	синхротрон
Хамбург	LORIS	1974	5.0+5.6	e^-e^-	накрещени снопове
Хамбург	PETRA	1979	19+19	e^-e^+	накрещени снопове, об. 2.3 km
Хамбург	HERA	1988	820p+30e-	e^-	накрещени снопове
Аргон	ZGS	1963	12.6	p	синхротрон
Багавия	FERMILAB	1972	400	p	обиколка 6 km
Багавия	DOUBLERSEVER	1983	1000	p	синхротрон, свърхпроводникови магнити
Багавия	ГОРАЕ	?	1000	$pp, \tilde{p}p, p\tilde{e}^-$	накрещени снопове, 2 тунела по 6.3 km
Беркли	BEVALAC	1967	6	p	синхротрон
Брукхайвън	AGC	1960	33	p	синхротрон
Брукхайвън	ISABELLE	1987	400+400	pp	накрещени снопове
Корнел	CESR	1980	12+12	e^-e^+	накрещени снопове
Корнел	—	1967	12	e^-	синхротрон
Степфорд	SLAC	1966	24	e^-	линеен ускорител, дълг 3 km
Степфорд	SPEAR	1972	3.2+3.2	e^-e^+	накрещени снопове
Степфорд	PEP	1980	18+18	$e^-e^+e^-p$	накрещени снопове
Степфорд	SLED	?	50	e^-	линеен ускорител
Токио	KEK	1975	12	p	синхротрон
Токио	TRISTAN	1988	180+180	$pp, p\tilde{e}^-$	накрещени снопове
Световен	VBA	?	100	e^-	синхротрон
Световен	VBA	?	10000	p	синхротрон
Пекин	BPS	1987	50	p	синхротрон

*Ожидано названията се образуват от инициалите на пълното име на съответния ускорител, като например: УНК (ускорителен накопительный комплекс), ВЭПП (встречные электрон-позитронные пучки).

Таблица 3
ТАБЛИЦА НА ЕЛЕМЕНТАРНИТЕ ЧАСТИЦИ

Частичка	I^G	J^P	М маса MeV	среден живот s пълна ширина, MeV	Парциални моли на разпад (част от всички разпади в %)
1	2	3	4	5	6
1. Фотон					
γ	0	1-	0	стабилен	
2. Лептон					
ν_e		1/2	0	стабилен	
e^-		1/2	0,5110	стабилен	
ν_μ		1/2	0	стабилен	
μ^-		1/2	105,66	$2,197 \times 10^{-6}$ s	$e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu$ (98,6 ± 1,4), $e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu \gamma$ (1,4 ± 0,4)
τ^-		1/2	1784	$(4,6 \pm 1,9) 10^{-13}$ s	$\mu^- \tilde{\nu}_\mu \nu_\tau$ (18,5 ± 1,2), $e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau$ (16,2 ± 1,0), $\pi^- \tilde{\nu}_\tau$ (10,7 ± 1,6), $\rho^- \nu_\tau$ (21,6 ± 3,6), $\pi^- \rho^0 \nu_\tau$ (5,4 ± 1,7), $\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ (7 ± 5), $\pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$ ($> 0\pi^0$) (18 ± 7)
3. Нестрани мезони					
π^+	1-	0-	139,567	$2,603 \times 10^{-8}$ s	$\mu^+ \nu_\mu$ (100)
π^-	1-	0-	139,567	$2,603 \times 10^{-8}$ s	$\mu^- \tilde{\nu}_\mu$ (100)
π^0	1-	0-	134,963	$8,28 \times 10^{-17}$ s	$\gamma \gamma$ (98,9 ± 0,1) $\gamma e^- e^+$ (1,1 ± 0,1)
η^0	0+	0-	548,8	0,00085 MeV	$\gamma \gamma$ (39,1 ± 0,8) $3\pi^0$ (31,8 ± 0,8), $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (23,7 ± 0,5), $\pi^+ \pi^- \gamma$ (4,91 ± 0,13), $e^+ e^- \gamma$ (0,50 ± 0,12)

1	2	3	4	5	6
4. Страни мезони					
K^+	1/2	0-	493,67	$1,237 \times 10^{-8}$ s	$\mu^+ \nu_\mu$ (63,50 ± 0,16), $\pi^+ \pi^0$ (21,2 ± 0,2), $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ (5,59 ± 0,3), $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ (1,73 ± 0,05), $\mu^+ \nu_\mu$ π^0 (3,20 ± 0,09), $e^+ \nu_e \pi^0$ (4,82 ± 0,05)
K^-	1/2	0-	493,67	$1,237 \times 10^{-8}$ s	$\mu^- \tilde{\nu}_\mu$ (63,50 ± 0,16), $\pi^- \pi^0$ (21,2 ± 0,2), $\pi^- \pi^- \pi^+$ (5,59 ± 0,3), $\pi^- \pi^0 \pi^0$ (1,73 ± 0,05), $\mu^- \tilde{\nu}_\mu$ π^0 (3,20 ± 0,09), $e^- \tilde{\nu}_e \pi^0$ (4,82 ± 0,05)
K_S^0 K_L^0	1/2 1/2	0- 0-	497,67 497,67		
K_S^0	1/2	0-		$0,892 \times 10^{-10}$ s	$\pi^+ \pi^-$ (68,61 ± 0,24), $\pi^0 \pi^0$ (31,39 ± 0,24)
K_L^0	1/2	0-		$5,183 \times 10^{-8}$ s	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$ (21,5 ± 0,7), $\pi^+ \pi^- \pi^0$ (12,39 ± 0,18), $\pi^\pm \mu^\mp \nu$ (27,0 ± 0,5), $\pi^\pm e^\mp \nu$ (38,8 ± 0,5), $\pi^\pm e^\mp \gamma$ (1,3 ± 0,8), $\pi^+ \pi^-$ (0,203 ± 0,005), $\pi^0 \pi^0$ (0,094 ± 0,018)
5. Чаровни мезони					
D^+	1/2	0-	1869	$(9,1^{+2,2}_{-1,5}) \times 10^{-13}$ s	K^- anything (16 ± 4), K^+ anything (6 ± 3), K^0 anything (48 ± 15), $e^\pm$ anything (19 ± 4)

1	2	3	4	5	6
D^-	$1/2$	0-	1869	$(9,1^{+2,2}_{-1,5}) \times 10^{-13}$ s	K^+_{anything} (16±4), K^-_{anything} (6±3), K^0_{anything} (48±15), π^+_{anything} (19±4), e^+_{anything}
D^0 $\bar{D}^0$	$1/2$	0-	1865	$(4,8^{+2,4}_{-1,5}) \times 10^{-13}$ s	K^-_{anything} (44±10), K^+_{anything} (8±3), K^0_{anything} (33±10), $e^\pm_{\text{anything}}$ (<6),
6. Странни чаровни мезони					
F^+	0		≈ 2021	$(2,2^{+2,8}_{-1,1}) \times 10^{-13}$ s	$\eta 3\pi$ (?), $\eta' 3\pi$ (?), $\eta\pi^+$ (?), $\phi\rho^+$ (?)
F^-	0		≈ 2021	$(2,2^{+2,8}_{-1,1}) \times 10^{-13}$ s	$\eta 3\pi$ (?), $\eta' 3\pi$ (?), $\eta\pi^-$ (?), $\phi\rho^-$ (?)
7. Мезонни резонанси с S=0					
$\rho(770)$	1^+	1^-	769 ± 3	154 ± 5 MeV	$\pi\pi$ (≈ 100), $\pi\gamma$ ($0,024 \pm 0,007$), e^+e^- ($0,0043 \pm 0,0005$), $\mu^+\mu^-$ ($0,0067 \pm 0,0012$)
$\omega(783)$	0-	1^-	$782,4 \pm 0,2$	$10,1 \pm 0,3$ MeV	$\pi^+\pi^-\pi^0$ ($89,8 \pm 0,5$), $\pi^+\pi^-(1,4 \pm 0,2)$, $\pi^0\gamma$ ($8,83 \pm 0,5$), e^+e^- ($0,0076 \pm 0,0017$)
$\eta'(958)$	0^+	0-	$957,6 \pm 0,3$	$0,28 \pm 0,10$ MeV	$\eta\pi\pi$ ($65,3 \pm 1,6$), $\rho^0\gamma$ ($30,0 \pm 1,6$), $\omega\gamma$ ($2,8 \pm 0,5$), $\gamma\gamma$ ($1,9 \pm 0,2$)
$\delta(975)$	1^-	0^+	983 ± 3	54 ± 8 MeV	$\eta\pi^-$ (?), $K\bar{K}$ (?)
$S_{\eta}(980)$	0^+	0	945 ± 4	33 ± 6	$\pi\pi$ (78 ± 3), $K\bar{K}$ (22 ± 3)

1	2	3	4	5	6
$\phi(1020)$	0-	1-	$1019,6 \pm 0,1$	$4,1 \pm 0,2$ MeV	K^+K^- ($49,1 \pm 1,0$), $K_L^0 K_S^0$ ($34,6 \pm 1,0$), $\pi^+\pi^-$ ($14,7 \pm 0,7$), $\eta\gamma$ ($1,5 \pm 0,2$), $\pi^0\gamma$ ($0,14 \pm 0,05$), e^+e^- ($0,031 \pm 0,001$), $\mu^+\mu^-$ ($0,025 \pm 0,003$)
$H(1190)$	0-	1^+	1190 ± 50	320 ± 50 MeV	$\rho\pi$ (видяна)
$A_1(1270)$	1^-	1^+	1275 ± 30	315 ± 45 MeV	$\rho\pi$ (доминираща)
$B(1235)$	1^+	1^+	1233 ± 10	137 ± 10 MeV	$\omega\pi$ (?)
$f(1270)$	0+	2+	1273 ± 5	178 ± 20 MeV	$\pi\pi$ ($83,1 \pm 1,9$), $2\pi^+2\pi^-$ ($2,9 \pm 0,3$)
$D(1285)$	0+	1^+	1283 ± 5	26 ± 5 MeV	$K\bar{K}$ ($2,8 \pm 0,3$), $\pi^+\pi^-2\pi^0$ (видяна) $KK\pi$ (11 ± 3), $\eta\pi\pi$ (49 ± 6), 4π (40 ± 7)
$\omega(1300)$	0+	0-	≈ 1300	$200-400$ MeV	$\pi\pi$ (≈ 90), $K\bar{K}$ (≈ 10)
$A_2(1310)$	1^-	2+	1318 ± 5	110 ± 5 MeV	$\rho\pi$ ($70,0 \pm 2,2$), $\eta\pi$ ($14,6 \pm 1,1$), $\omega\pi\pi$ ($10,6 \pm 2,5$), $\bar{K}K$ ($4,8 \pm 0,5$), $\eta'\pi$ (<1), $\pi\gamma$ ($0,45 \pm 0,11$)
$E(1420)$	0+	1^+	1418 ± 11	52 ± 10 MeV	$K\bar{K}\pi$ (видяна)
$f'(1515)$	0+	2+	1520 ± 12	75 ± 10 MeV	$K\bar{K}$ (доминираща), $\pi\pi$ (видяна)
$\rho'(1660)$	1^+	1^-	≈ 1600	≈ 300 MeV	4π (85), $\pi\pi$ (≈ 15)
$A_3(1680)$	1^-	2-	1680 ± 30	250 ± 50 MeV	$f\pi$ (55 ± 5) $\rho\pi$ (36 ± 6), 3π (9 ± 5)
$\omega(1670)$	0-	3-	1686 ± 5	166 ± 15 MeV	$\rho\pi$ (видяна), 5π (видяна)
$\delta(1690)$	1^+	3-	1691 ± 5	200 ± 20 MeV	2π ($23,8 \pm 1,3$), 4π ($70,9 \pm 1,9$), $KK\pi$ ($9,8 \pm 1,2$), $K\bar{K}$ ($1,5 \pm 0,3$)

1	2	3	4	5	6
$h(2040)$	0^+	4^+	2040 ± 20	150 ± 50 MeV	$\pi\pi$ (видяна), $K\bar{K}$ (видяна)
$J/\psi(3100)$	0^-	1^-	3097 ± 1	63 ± 3 keV	$e^+e^-(7 \pm 1)$, $\mu^+\mu^-(7 \pm 1)$, адрони (85 ± 2)
$\eta_c(2980)$	0^+	?	2981 ± 6	< 20 MeV	$\eta\pi^+\pi^-$, $2(\pi^+\pi^-)$, $K^+K^-\pi^+\pi^-$, $p\bar{p}$ (видяна)
$\chi(3415)$	0^+	0^+	3415 ± 3	?	$2(\pi^+\pi^-)$ (4.3 ± 0.9), $\pi^+\pi^-K^+K^-$ (3.4 ± 0.9) $\gamma J/\psi(2.7 \pm 1)$, $3(\pi^+\pi^-)(1.7 \pm 0.6)$, K^+K^- ($0.8^{+0.2}_{-0.2}$), $\pi^+\pi^-$ (0.9 ± 0.2) $p\bar{p}\pi^+\pi^-$ (0.6 ± 0.2)
$\chi(3510)$	0^+	1^+	3510 ± 0.6	?	$\gamma J/\psi(28.0 \pm 3.0)$, $3(\pi^+\pi^-)$ (2.4 ± 0.9), $2\pi^+\pi^-$ (1.8 ± 0.5), $\pi^+\pi^-K^+K^-$ (1.0 ± 0.4), $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ (0.15 ± 1.0)
$\chi(3555)$	0^+	2^+	3555.8 ± 0.6	?	$\gamma J/\psi(15.7 \pm 1.7)$, $2(\pi^+\pi^-)$ (2.3 ± 0.5), $\pi^+\pi^-K^+K^-$ (2.0 ± 0.5), $3(\pi^+\pi^-)$ (1.2 ± 0.8), $\pi^+\pi^-K^+K^-$ (0.27 ± 0.11), $\pi^+\pi^-p\bar{p}$ (0.35 ± 0.14)
$\Psi(3685)$	0^-	1^-	3686 ± 0.1	215 ± 40 keV	$e^+e^-(0.9 \pm 0.1)$, $\mu^+\mu^-(0.8 \pm 0.2)$, адрони (98.1 ± 0.3)
$\Psi(3770)$	0	1^-	3770 ± 3	25 ± 3 MeV	$D\bar{D}$ (доминира), $e^+e^-(0.0013 \pm 0.0002)$
$\Psi(4030)$	0	1^-	4030 ± 5	52 ± 10 MeV	адрони (доминира)
$\Psi(4160)$	0	1^-	4159 ± 20	78 ± 20 MeV	адрони (доминира)

1	2	3	4	5	6
$\Psi(4415)$	0	1^-	4415 ± 6	43 ± 20 MeV	адрони (доминира)
$\Upsilon(9460)$	0	1^-	9456 ± 10	42 ± 15 keV	$\mu^+\mu^-(3.2 \pm 0.7)$, $e^+e^-(2.8 \pm 1.1)$
$\Upsilon(10020)$	0	1^-	10016 ± 10	30 ± 10 keV	$\mu^+\mu^-(\text{видяна})$, $e^+e^-(1.7 \pm 0.6)$
$\Upsilon(10350)$	0	1^-	10347 ± 10	?	$e^+e^-(\text{видяна})$
$\Upsilon(10550)$	0	1^-	10569 ± 10	14 ± 5 MeV	$e^+e^-(0.0019 \pm 0.0008)$
8. Страни мезонни резонанси					
$K^*(892)$	$1/2$	1^-	891.8 ± 4	50.3 ± 0.8 MeV	$K\pi(100)$, $K\pi(\pi < 0.07)$, $K\eta(0.15 \pm 0.07)$
$Q_1(1280)$	$1/2$	1^+	1270 ± 10	90 ± 20 MeV	$K\rho(42 \pm 6)$, $K\pi(28 \pm 4)$, $K^*\pi(16 \pm 5)$, $K\omega(11 \pm 21)$, $K\epsilon(3 \pm 2)$
$Q_2(1400)$	$1/2$	1^+	1414 ± 13	180 ± 10 MeV	$K^*\pi(94 \pm 6)$, $K\rho(3 \pm 3)$, $K\epsilon(2 \pm 2)$, $K\omega(1 \pm 1)$
$K^*(1430)$	$1/2$	2^+	1434 ± 5	100 ± 10 MeV	$K\pi(44.8 \pm 2.3)$, $K^*\pi(24.6 \pm 2.0)$, $K^*\pi\pi(13.0 \pm 2.6)$, $K\rho(8.8 \pm 1.1)$, $K\omega(4.2 \pm 1.5)$, $K\eta(5 \pm 5)$
$K^*(1780)$	$1/2$	3^-	1775 ± 10	140 ± 20 MeV	$K\pi\pi$ (домин.), $K\pi(17 \pm 5)$
9. Чаровни мезонни резонанси с $S=0$, $C=1$					
$D^{*+}(2010)$	$1/2$	1^-	2010.1 ± 0.7	< 2.0 MeV	$D^{*+}(64 \pm 11)$, $D^+\pi^0(28 \pm 9)$, $D^+\gamma(8 \pm 7)$
$D^{*0}(2010)$	$1/2$	1^-	2007.2 ± 2.1	< 5 MeV	$D^{*0}(55 \pm 15)$, $D^0\gamma(45 \pm 15)$
10. Чаровни мезонни резонанси с $ S =1$, $C=1$					
$F^{*+}(2140)$	0	?	2140		
$F^{*0}(2140)$	0	?	2140		

1	2	3	4	5	6
17. Нуклонови резонанси $N, S=0, I=1/2$					
$N(1470)$	1/2	1/2 ⁺	1400—1480	120—350 MeV	$N\pi(\approx 55), N\eta(\approx 18), N\pi\pi(\approx 25)$
$N(1520)$	1/2	3/2 ⁻	1510—1530	100—140 MeV	$N\pi(\approx 55), N\pi\pi(\approx 45), N\eta(<1)$
$N(1535)$	1/2	1/2 ⁻	1520—1560	100—250 MeV	$N\pi(\approx 40), N\pi\pi(\approx 55), N\eta(\approx 5)$
$N(1650)$	1/2	1/2 ⁻	1620—1680	100—200 MeV	$N\pi(\approx 60), N\pi\pi(\approx 30), \Delta K(\approx 10), \Sigma K(2-7), N\eta(\approx 1)$
$N(1675)$	1/2	5/2 ⁻	1660—1690	120—180 MeV	$N\pi(\approx 40), N\pi\pi(\approx 60), \Delta K(<0.3)$
$N(1680)$	1/2	5/2 ⁺	1670—1690	110—140 MeV	$N\pi(\approx 60), N\pi\pi(\approx 40), N\eta(<0.3)$
$N(1700)$	1/2	3/2 ⁻	1670—1730	70—120 MeV	$N\pi(\approx 10), N\pi\pi(\approx 30), \Delta K(<1), N\eta(<4)$
$N(1710)$	1/2	1/2 ⁺	1680—1740	100—140 MeV	$N\pi(\approx 20), N\pi\pi(\approx 50), \Delta K(<5), \Sigma K(\approx 10), N\eta(2-20)$
$N(1720)$	1/2	3/2 ⁺	1690—1800	150—250 MeV	$N\pi(\approx 17), N\pi\pi(\approx 70), \Delta K(1-4), \Sigma K(\approx 2), N\eta(<5)$
$N(1990)$	1/2	7/2 ⁺	1950—2050	100—400 MeV	$N\pi(\approx 5), N\eta(\approx 3), \Delta K$ и ΣK (видяни)
$N(2190)$	1/2	7/2 ⁻	2120—2180	<400 MeV	$N\pi(\approx 15), N\eta(\approx 2), \Delta K(<1)$
$N(2200)$	1/2	5/2 ⁻	2130—2270	200—350 MeV	$N\pi(\approx 10), N\eta(\approx 2)$
$N(2220)$	1/2	9/2 ⁺	2150—2300	≈300 MeV	$N\pi(\approx 20), N\eta(\approx 1)$
$N(2600)$	1/2	11/2 ⁻	2580—2700	>300 MeV	$N\eta(\approx 5)$
$N(3030)$	1/2	?	3030	≈400 MeV	$N\pi(?)$

1	2	3	4	5	6
11. Барioni с $S=0, C=0$					
p	1/2	1/2 ⁺	938,28	стабилен	
n	1/2	1/2 ⁻	939,57	925 ± 11 s	$p\bar{e} \sim \nu_e(100)$
12. Страни бариони с $S=-1, C=0$					
Λ^0	0	1/2 ⁺	1115,6	$2,63 \times 10^{-10}$ s	$p\pi^-(64,2 \pm 0,5), n\pi^0(35,8 \pm 0,5)$
Σ^+	1	1/2 ⁺	1189,4	$8,00 \times 10^{-11}$ s	$p\pi^0(51,64 \pm 0,30)^*, n\pi^+(48,36 \pm 0,30)$
Σ^0	1	1/2	1192,5	5×10^{-20} s	$\Lambda^0 \gamma(100)$
Σ^-	1	1/2	1197,3	$1,48 \times 10^{-10}$ s	$n\pi^-(100)$
13. Страни бариони с $S=-2, C=0$					
Ξ^0	1/2	1/2 ⁺	1314,9	$2,90 \times 10^{-10}$ s	$\Lambda^0 \pi^0(100)$
Ξ^-	1/2	1/2 ⁺	1321,3	$1,64 \times 10^{-10}$ s	$\Lambda^0 \pi^-(100)$
14. Страни бариони с $S=-3, C=0$					
Ω^-	0	3/2 ⁺	1672,2	$8,2 \times 10^{-11}$ s	$\Lambda^0 K^-(68,6 \pm 1,3), \Xi^0 \pi^-(23,4 \pm 1,3), \Xi^- \pi^0(8,0 \pm 0,8), \Xi^0 e^- \nu(\approx 1)$
15. Царевни бариони с $S=0, C=1$					
Δ_c^+	0	1/2 ⁺	2282 ± 3	$(1,1^{+0,9}_{-0,4}) \times 10^{13}$ s	$\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (видяна), $pK^+ \pi^+(2,2+1,1)$, fK^* (видяна), $K-\Delta$ (видяна)
Σ_c^{++}					
16. Красни бариони					
Δ_b^0			≈5400		

1	2	3	4	5	6
18. Делта резонанси, Δ , $S=0$, $I=3/2$					
$\Delta(1232)$	3/2	3/2 ⁺	1230—1234	110—120 MeV	$N\pi(99.4)$, $N\pi(0.6)$
$\Delta(1650)$	3/2	1/2—	1600—1650	120—160 MeV	$N\pi(\approx 32)$, $N\pi(\approx 65)$
$\Delta(1670)$	3/2	3/2—	1630—1740	190—300 MeV	$N\pi(\approx 15)$, $N\pi(\approx 85)$
$\Delta(1690)$	3/2	3/2 ⁺	1500—1900	150—350 MeV	$N\pi(\approx 20)$, $N\pi(\approx 80)$
$\Delta(1890)$	3/2	5/2 ⁺	1890—1930	250—400 MeV	$N\pi(\approx 15)$, $N\pi(\approx 80)$, $\Sigma K(\approx 1)$
$\Delta(1910)$	3/2	1/2 ⁺	1850—1950	200—330 MeV	$N\pi(20-25)$, $N\pi(\approx 40)$, $\Sigma K(2-20)$
$\Delta(1950)$	3/2	7/2 ⁺	1910—1950	200—340 MeV	$N\pi(\approx 40)$, $N\pi(\approx 30)$, $\Sigma K(\approx 1)$
$\Delta(1960)$	3/2	5/2—	1890—1940	150—300 MeV	$N\pi(4-12)$, $\Sigma K(\approx 10)$
$\Delta(2160)$	3/2	?	2150—2280	200—440 MeV	$N\pi(?)$
$\Delta(2420)$	3/2	11/2 ⁺	2380—2450	300—500 MeV	$N\pi(\approx 10)$
$\Delta(2850)$	3/2	?	2800—2900	≈ 400 MeV	$N\pi(?)$
$\Delta(3230)$	3/2	?	3200—3350	≈ 4400 MeV	$N\pi(?)$
19. Ламбда резонанси Λ , $S=-1$, $I=0$					
$\Lambda(1405)$	0	1/2—	1405 $\pm$ 5	40 $\pm$ 10 MeV	$\Sigma\pi(100)$
$\Lambda(1520)$	0	3/2—	1519 $\pm$ 2	15.5 $\pm$ 1.5 MeV	$N\bar{K}(46\pm 1)$, $\Sigma\pi(42\pm 1)$, $\Lambda\pi\pi(10\pm 1)$, $\Sigma\pi\pi(0.9\pm 0.1)$
$\Lambda(1670)$	0	1/2—	1660—1680	20—60 MeV	$N\bar{K}(15-25)$, $\Lambda\eta(15-35)$, $\Sigma\pi(20-60)$
$\Lambda(1690)$	0	3/2—	1690 $\pm$ 10	50—70 MeV	$N\bar{K}(20-30)$, $\Sigma\pi(20-40)$, $\Lambda\pi\pi(\approx 25)$, $\Sigma\pi\pi(\approx 20)$
$\Lambda(1800)$	0	1/2—	1700—1850	200—400 MeV	$N\bar{K}(25-40)$, $\Sigma\pi$, $\Sigma(1385)\pi$, $NK(892)$ (видяни)

1	2	3	4	5	6
$\Lambda(1815)$	0	5/2 ⁺	1820 $\pm$ 5	70—90 MeV	$N\bar{K}(55-65)$, $\Sigma\pi(5-15)$, $\Sigma(1385)\pi(5-10)$
$\Lambda(1830)$	0	5/2—	1810—1830	60—110 MeV	$N\bar{K}(10)$, $\Sigma\pi(35-75)$, $\Sigma(1385)$, $\pi(>15)$
$\Lambda(1860)$	0	3/2 ⁺	1850—1920	60—200 MeV	$N\bar{K}(15-40)$, $\Sigma\pi(3-10)$, $\Sigma(1385)\pi$ и $NK(892)$ (видяни)
$\Lambda(2100)$	0	7/2—	2080—2120	100—300 MeV	$N\bar{K}(\approx 30)$, $\Sigma\pi(\approx 5)$, $\Lambda\eta(\approx 3)$, $\Sigma K(<3)$, $\Lambda\omega(<8)$, $NK(892)$ (10—20)
$\Lambda(2110)$	0	5/2 ⁺	2080—2140	150—250 MeV	$N\bar{K}(5-25)$, $\Sigma\pi(\approx 40)$, $NK(892)$ (20—60)
$\Lambda(2350)$	0	9/2 ⁺	2340—2420	100—250 MeV	$N\bar{K}(\approx 12)$, $\Sigma\pi(\approx 10)$
$\Lambda(2585)$	0	?	≈ 2585	≈ 300 MeV	$N\bar{K}(?)$
30. Сигма резонанси Σ , $S=-1$, $I=1$					
$\Sigma(1385)$	1	3/2 ⁺	1382—1388	35—40 MeV	$\Lambda\pi(88\pm 2)$, $\Sigma\pi(12\pm 2)$
$\Sigma(1660)$	1	1/2 ⁺	1580—1690	30—200 MeV	$N\bar{K}(\approx 30)$
$\Sigma(1670)$	1	3/2—	1675 $\pm$ 10	40—60 MeV	$N\bar{K}(5-15)$, $\Sigma\pi(20-60)$, $\Lambda\pi(20)$
$\Sigma(1750)$	1	1/2—	1730—1820	50—160 MeV	$N\bar{K}(10-40)$, $\Lambda\pi(5-20)$, $\Sigma\pi(<8)$, $\Sigma\eta(15-55)$
$\Sigma(1775)$	1	5/2—	1774 $\pm$ 7	105—135 MeV	$N\bar{K}(\approx 41)$, $\Lambda\pi(\approx 14)$, $\Lambda(1520)\pi(\approx 19)$, $\Sigma(1385)\pi(\approx 9)$, $\Sigma\pi(\approx 1)$
$\Sigma(1915)$	1	5/2 ⁺	1905—1930	70—160 MeV	$N\bar{K}(5-15)$, $\Lambda\pi(10-20)$, $\Sigma(1385)\pi(<5)$
$\Sigma(1940)$	1	3/2—	1900—1950	150—300 MeV	$N\bar{K}(<20)$
$\Sigma(2030)$	1	7/2 ⁺	2020—2040	120—200 MeV	$N\bar{K}(\approx 20)$, $\Lambda\pi(\approx 20)$, $\Sigma\pi(5-10)$, $\Sigma K(<2)$, $\Lambda(1520)\pi(10-20)$, $\Sigma(1385)\pi(5-15)$, $\Delta(1232)$, $\bar{K}(10-20)$