

1.1. Исторически обзор

В класическата си работа *Лъчения от радиоактивни вещества*, публикувана през 1930 г., Ръдърфорд, Чадуик и Елис (Rutherford, Chadwick, Ellis) посочват три открития, бележещи началото на една епоха, в която става възможен бързият прогрес в изследванията на фундаменталните проблеми на физиката, като природата на електричеството и състава и връзките между атомите на елементите:

1895 г. — откриването на рентгеновите лъчи от Рънтген (Röntgen);

1896 г. — откриването на радиоактивността на урана от Бекерел (Becquerel);

1897 г. — Откриването на електрона от Дж. Дж. Томсън (J. J. Thomson).

Две други събития изиграват също толкова важна роля в интерпретацията на споменатите открития:

1900 г. — Планк (M. Planck) предлага формулата, описваща излъчването на черното тяло;

1913 г. — Бор (N. Bohr) създава теорията за водородния атом.

Смятам, че трябва да се добавят и други открития, отнасящи се до развитието на ядрената физика:

1905 г. — създаването на специалната теория на относителността от Айнщайн (Einstein);

1911 г. — откриването на атомното ядро от Ръдърфорд;

1926 г. и по-късно

Развитието на нерелативистичната и релативистичната квантова механика от Дьо Бройл (de Broglie), Шрьодингер (Schrödinger), Хайзенберг (Heisenberg), Дирак (Dirac) и други.

Сега много следствия от тези открития са част от нашата култура и имат благотворно въздействие върху техниката и науката. Трябва обаче да се различават три области на физиката.

Атомната физика е тази област, която се занимава с поведението на атомите и особено на тяхната електронна обвивка. Слоестата структура на тази обвивка се дължи на атомното ядро, но не се влияе съществено от свойствата му освен от заряда и в по-малка степен — от ъгловия и магнитния му момент. Аналогично поведението на ядрото слабо зависи от заобикалящата го електронна обвивка и затова предметът на **ядрената физика** може почти да се отдели от този на атомната физика. Всички методи за регистрация на лъченията в ядрената физика и физиката на елементарните частици обаче зависят от атомната физика.

От ядрената физика произлиза и **физиката на елементарните частици**. Две събития отбелязват нейното начало:

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Атомна физика. Физика на електронния, извънядрен строеж на атомите.

Ядрена физика. Физика на атомните ядра, за които се предполага, че са изградени от протони и неутрони.

Физика на елементарните частици Физика на кварките и глюоните, за които се смята, че изграждат протоните и неутроните, и на лептоните и калибровъчните бозони и ... кой знае на какво още!

Забележка. Имена на частиците, излъчвани в радиоактивните разпадания, и какво представляват всъщност:

α -частици — ядра на хелиеви атоми;

β -частици — електрони;

γ -лъчи — фотони.

Следващи по азбучен ред, но които не се излъчват в радиоактивни разпадания:

δ -лъчи — електрони, избити от атом при сблъскване с бърза заредена частица. Понякога се наричат вторични електрони.

Очевидно орбитата е симетрична спрямо линията OD . Ако b е ну-
тази точка началната кинетична енергия се трансформира в ме-
ханична потенциална енергия в кулоновото поле. Следователно

$$(1.1) \quad \frac{1}{2} m v^2 p^2 = \frac{4\pi e^2}{Z z e^2}$$

Стъпка 1. Намиране на връзка между b и θ .
Използва се законът за запазване на кинетичния момент спрямо
т. O , за да се свърже началната скорост с перпендикулярната на OX
компонента в т. X :

$$(1.2) \quad m v b = m r^2 \frac{d\phi}{dt},$$

$$(1.3) \quad \frac{dt}{d\phi} = \frac{r^2}{v b}$$

Да разгледаме компонентата на импулса в направление OD . Тя се
променя от $-m v \sin(\theta/2)$ до $+m v \sin(\theta/2)$. В т. X промяната на им-
пулса е компонентата на кулоновото отблъскване в направление OD .

$$\theta \sin \frac{\theta}{2} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z z e^2}{r^2} \cos \phi dt$$

Използваме уравнение (1.3), за да сменим интеграционната про-
менява t с ϕ , и получаваме

$$2 m v \sin \frac{\theta}{2} = \frac{4\pi e^2 v b}{Z z e^2} \int_{\phi = (\pi - \theta)/2}^{\phi = (\pi + \theta)/2} \cos \phi dt = \frac{2}{b} m v \int_{(\pi - \theta)/2}^{(\pi + \theta)/2} \sin \phi \left[\frac{r^2}{v b} \right] d\phi$$

Това е връзката, която се търси в стъпка 1.

$$(1.4) \quad \tan \frac{\theta}{2} = \frac{2b}{P}$$

Стъпка 2. Извод на сечението.

От израза (1.4) се вижда, че b намалява, когато θ расте. Следова-
телно, за да претърпи разсейване на въгли, по-голям от θ , приде-
нат параметър b трябва да е по-малък от $(d/2) \cot(\theta/2)$. Това
означава, че падащата частица трябва да попадне в диск с този
радиус, центриран в O и перпендикулярен на v . Площта σ около
ядрото, която осигурява разсейване на въгли, по-големи от θ , е тог-
щавно равна на площта на този диск. И тя е

$$(1.5) \quad \sigma(\theta > \Theta) = \pi \left(\frac{d}{2} \cot \frac{\theta}{2} \right)^2 = \frac{4\pi e^4}{Z z e^2} \cot^2 \frac{\theta}{2}$$

където Θ е известна величина, с която тя е известна:

$$\sigma(\theta > \Theta) = \frac{4\pi e^4}{Z z e^2} \cot^2 \frac{\Theta}{2}$$

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Параметър на разсейване. Това е пер-
пендикулярната проекция на точката,
в която се намира разсеждащото яд-
ро, към неотместената траектория
на частицата.

Прегазен импулс. Импулсът, прегаден
на ядрото при еднократно разсейване
(означенче q).

Коментар. Тези величини не са спецу-
ални за разсейването на Ръдфорд,
което е обект на настоящото обсък-
ване. Параметърът на разсейване оба-
че е класическа концепция.

Формула на Ръдърфорд за диференциалното сечение на разсейване

Предположения:

1. Ядрен модел
2. Неподвижно ядро на мишената (няма откат)
3. Точкови заряди
4. Само кулонови сили
5. Еластично разсейване
6. Класическа механика

Таблица 1.1. Означения на величините, използвани при извода на формулата на Ръдърфорд за диференциалното сечение на еластично разсейване на заредена частица от неподвижно ядро от мишената

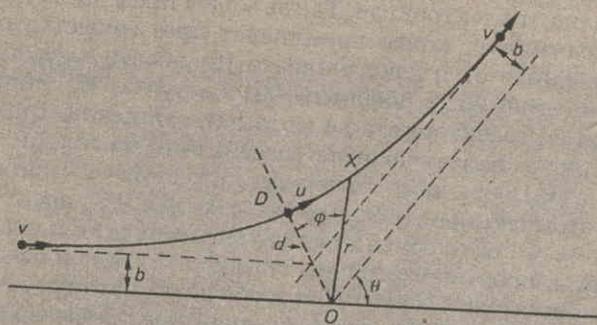
m — маса	} падаща частица
v — скорост	
T — кинетична енергия	
ze — електричен заряд	
Ze — заряд на ядрото от мишената (в т. O)	} вж. фиг. 1.5
b — прицелен параметър	
d — най-малко разстояние на доближаване (в т. D)	
u — скорост на падащата частица в т. D	
θ — ъгъл на разсейване	
r, φ — полярни координати на т. X от траекторията спрямо OD	
ρ — най-малко разстояние на доближаване за $b = 0$	
	} вж. фиг. 1.6

1. Атомът се състои от ядро с положителен заряд Ze , което носи почти цялата му маса.
2. Електрично неутралният атом съдържа Z електрона, движещи се около ядрото.

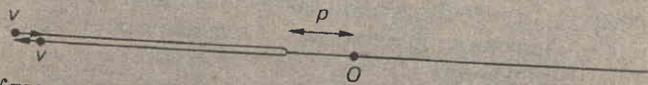
Лесно е да се покаже, че електроните не могат да причинят единични разсейвания със значително отклонение на α -частиците за разглежданата от Ръдърфорд кинетична енергия, така че те се пренебрегват. Останалите предположения за извода на формулата са:

3. Масите на ядрата от мишената са много по-големи от тези на падащите частици, така че откатът им при стълкновенията се пренебрежим.
4. Класическата механика може да се приложи за описване на взаимодествията. (И, разбира се, законите за запазване на импулса, момента на импулса* и енергията са изпълнени.)
5. Ядрата на мишената и падащата частица са точкови обекти, така че кулоновият потенциал между тях е $V(r) = Zze^2/4\pi\epsilon_0 r$, като r е разстоянието между центровете им. Орбитата на падащата частица се описва класически и се разглежда случай на еднакви заряди (както е за разсейване на α -частици от ядра), така че потенциалът е на отблъскване.
6. Не действат други сили освен електростатични.
7. Няма възбуждане нито на ядрата на мишената, нито на падащата частица. След стълкновение те остават непроменени, което отговаря на еластично разсейване.

Използваните символи са дефинирани в табл. 1.1. На фиг. 1.5 е показана една орбита. Падащата частица, ако не е разсеяна, преминава на разстояние b (прицелен параметър) от центъра (т. O) на ядрото от мишената. В действителност орбитата е хипербола и точката D от траекторията е на най-малко разстояние d от ядрото.



Фиг. 1.5. Класическа орбита на разсейваната частица в ръдърфордово разсейване с ненулев прицелен параметър b



Фиг. 1.6. Класическа орбита в ръдърфордово разсейване с нулев прицелен параметър. Законът за запазване на енергията изисква най-малкото разстояние ρ между частиците да бъде

$$\rho = \frac{Zze^2}{4\pi\epsilon_0 T}$$

* Кинетичен момент — бел. ред.

Площта σ се нарича диференциално сечение. Ако читателят се интересува от смисъла и употребата на този термин, препоръчваме, преди да продължи нататък, да прочете раздел 2.10, където е дадено по-пълното му описание.

Стъпка 3. Получаване на диференциално сечение по ъгли.

Това, което искаме да получим, е $d\sigma/d\Omega$, което е сечението за единичен пространствен ъгъл с разтвор θ . Диференциалният телесен ъгъл $d\Omega$ между θ и $\theta+d\theta$ се дава с

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta.$$

Следователно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi \sin \theta} \frac{d\sigma}{d\theta}.$$

Сечението $d\sigma/d\theta$, което ни трябва, е $(d/d\Theta) \sigma(\theta > \Theta)$ от уравнение (1.5), така че получаваме

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}. \quad (1.6)$$

Таблица 1.2. Кратко изложение на резултатите, получени за ръдърфордово разсейване.

Прицелният параметър b , ъгълът на разсейване θ и p са свързани чрез равенството

$$p = 2b \operatorname{tg} \frac{\theta}{2},$$

където

$$p = \frac{Zze^2}{4\pi\epsilon_0 T}.$$

Сечението на разсейване на ъгли, по-големи от Θ , е

$$\sigma(\theta > \Theta) = 4\pi \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \operatorname{cotg}^2 \frac{\Theta}{2}.$$

Диференциалното сечение по ъгли за разсейване под ъгъл θ е

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 T} \right)^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}.$$

Като заместим някои от величините с числените им стойности, получаваме

$$\sigma(\theta > \Theta) = \frac{\pi}{4} Z^2 z^2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^2 \left(\frac{\hbar c}{T} \right)^2 \operatorname{cotg}^2 \frac{\Theta}{2}$$

$$= \frac{\pi Z^2 z^2}{4} \left(\frac{1}{137} \right)^2 \left(\frac{197}{T[\text{MeV}]} \right)^2 \operatorname{cotg}^2 \frac{\Theta}{2}, \text{ fm}^2,$$

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{Z^2 z^2}{16} \left(\frac{197}{137 T[\text{MeV}]} \right)^2 \operatorname{cosec}^4 \frac{\theta}{2}, \text{ fm}^2 \text{sr}^{-1}.$$

За обяснение на единиците вж. раздел 2.2.

...и крайното сечение (интензитет) е пропорционално на $(ZZe^2)^2$.
 ...и заряд Z с полето е пропорционална на Z^2 . Ето защо и
 ...и взаимнодействие чрез
 ...и типично за електромагнитните взаимодействия и ще
 ...и действителност не съвс-
 ...и нараства с нарастване на L .
 ...и принос на импулс нараства с L . Ето защо сечението траб-
 ...и възможно да разберем свойството 3: при фиксиран ъгъл необ-
 ...и по-бавно и затова сечението намалява с нарастване на θ .
 ...и осмисляват близки взаимодействия; колкото са по-близки, тол-
 ...и сили, които действат на частицата. Големи електрични
 ...и той е по-голям, толкова по-големи са причиняващите го
 ...и Котато θ расте, предаденият импулс q (фиг. 1.7) също расте.
 ...и изучим тези резултати, за да почувстваме физическия им сми-
 ...и на ядрото от мишената.
 ...и пропорционално на квадрата на заряда на падащата частица
 ...и на падащата частица,
 ...и обратна пропорционално на квадрата на кинетичната енергия
 ...и става безкрайност за $\theta = 0$,
 ...и намалява бързо с нарастване на ъгъла θ .

Свойства на диференциалното сечение за разсейване Ръдърфорд

...и рефигурирано на фиг. 1.6. (Използвайте законите за запазване на енергията и момента.)

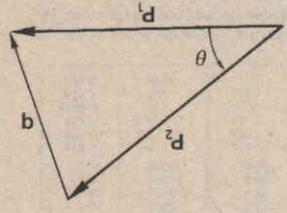
$$d = \frac{2}{p} \left(1 + \operatorname{cosec} \frac{\theta}{2} \right)$$

...и че разстоянието на максимално гоблжкаване d при разсейване на
 ...и по-бавно с $d/d\Omega$, когато $\theta \rightarrow 0^\circ$.
 ...и че падащата частица се разсейва от целия атом. Помислете какво
 ...и на Ръдърфорд има същността, че при $\theta \rightarrow 0^\circ$, $d/d\Omega \rightarrow \infty$. На практи-
 ...и за разсейване на 10° .
 ...и даме условию, както в заг. 1.1, пресметнете диференциалното сечение
 ...и $A = 197$ на ядро, по-големи от: а) 10° , б) 20° и в) 30° . Да се пренебрегне
 ...и формулата на Ръдърфорд за разсейване.
 ...и даме за да ги с помощта на разгледаните 1.2 и 1.3 с цел да се запознаем по-

ЗАДАЧИ

...и известната формула на Ръдърфорд за диференциалното
 ...и кулоново разсейване.
 ...и предположихме кулонова сила на отблъскване. Ако сила-
 ...и влияеще, орбитата се променя така, че $\theta \rightarrow -\theta$, но дифе-
 ...и сечение не се променя.

Фиг. 1.7. Предаден импулс q при
 еластично разсейване от неподвиж-
 на мишена. Векторите P_1 и P_2 изоб-
 разават импулсите на падащата и
 разсеяната частица ($|P_1| = |P_2| = P$).
 Ако ъгълът на разсейване е θ , от гео-
 метричната следва



$$q = 2P \sin(\theta/2)$$



1.4. Експериментите на Ръдърфорд и неговите колеги

През 1911 г. Гайгер потвърждава, че ъгловото разпределение на α -частиците, разсеяни на ъгли между 30 и 50° от тънко златно фолио, е в съгласие с теорията. По-късно Гайгер и Марсен в разширена серия от експерименти потвърждават, че

- 1) ъгловото разпределение се изменя, както $\text{cosec}^4 \theta/2$ за $5^\circ < \theta < 150^\circ$,
- 2) добивите в тази ъглова област са пропорционални на дебелината на фолиото и
- 3) сечението на разсейване от Al, Cu, Ag, Sn и Au се променя приблизително с квадрата на атомното им тегло.

Резултат 1 потвърждава формулата на Ръдърфорд и верността по същество на предложението от него модел на атома. Резултат 2 потвърждава, че разсейванията на големи ъгли се дължат на единични удари, а не на множество разсейвания на малки ъгли (съществен факт за установяване правилността на интерпретацията на Ръдърфорд; зад. 1.7). Последният резултат следва, както вече знаем, от факта, че Z на ядрата е почти пропорционален на A ($Z \approx A/2$ за стабилните ядра — бел. прев.). Ядреният заряд в единици e (заряд на електрона) е определен в изследванията на Мозли (Moseley) върху спектрите на рентгеновите лъчи. През 1920 г. Чадуик (Chadwick) прави преки измервания на ядрения заряд Z чрез разсейване на α -частици. В табл. 1.3 е дадено факсимиле на няколко страници от работата на Ръдърфорд, Чадуик и Елис (Ellis), в която се описва апарат, използван от Гайгер и Марсен, както и получените резултати.

1.5. Проверка на предположенията

Ръдърфорд предлага модел на атома. Верността на направените предположения се потвърждава от експерименталните резултати. Да обсъдим предположенията извън модела:

1. Пренебрегва се откатът на ядрото — това може да се избегне при работа в система център на масите. Формулата е същата, но ефективната стойност на T е пълната кинетична енергия в тази система, като ъгълът на разсейване и диференциалното сечение по ъгли се отчитат също в тази система. Последните две величини трябва да се трансформират в лабораторната система (мишена в покой), преди да се сравняват с експерименталните резултати.
2. Класически подход към траекторията. Квантовомеханичният подход в борново приближение дава същия резултат. Ценността на класическия подход са неговата разбираемост и фактът, че дава правилен резултат. По-нататък ще използваме някои идеи от класическия подход, но това че трябва да ни отвлече от знанието, че квантовомеханичният подход е по-правилен.
3. Точкови заряди. Ръдърфорд и Чадуик не са установили нито едно отклонение от формулата за разсейване на α -частици от радий В и С при използване на златни, сребърни и медни мишени. Като знаят най-голямото класическо доближаване между частиците, те стигат до извода, че радиусите на тези ядра, ако имат някакъв размер, са по-малки съответно от $3,2$; $2,0$ и $1,2 \cdot 10^{-14}$ m. По-късно, в опити с мишени от леки елементи, те открили отклонения от формулата на Ръдърфорд. Например за алуминий се наблюдават отклонения, когато класическото доближаване е около $8 \cdot 10^{-15}$ m. Сега знаем, че те са причинени от ядрените сили, които за разлика от кулоновите действат само на малки

разстояния. В гл. 3, когато обсъждаме размера на ядрото, ще се върнем отново към ядрените сили.

4. Липса на други сили. Току-що бяха въведени ядрените сили. Освен тях за взаимодействащи си частици със спин (а следователно и с магнитен момент) трябва да се отчетат и магнитните ефекти, дължащи се на взаимодействието между спиновете, както и между всеки спин и тока, създаван от движението на останалите заредени частици. По-късно ще илюстрираме тези ефекти за случая на частица със спин (електронно разсейване, раздел 3.4).
5. Еластично разсейване. α -Частичите, използвани от Ръдърфорд, не са имали големи енергии, за да причинят нееластични стълкновения. Нееластични са онези стълкновения, при които една от или и двете участващи частици се възбуждат или делят. След опитите на Ръдърфорд са създадени много изкуствени източници на по-високоенергетични α -частици, които със сигурност предизвикват нееластични стълкновения. Засега ще изоставим разглеждането на релативистичните ефекти. Ясно е, че с източниците на α -частици на Ръдърфорд не възниква проблем, защото скоростите са били около $1/15$ от скоростта на светлината. Разсейването на електрони обаче трябва да се разглежда релативистично, тъй като електроните, които имат достатъчно голяма енергия, за да се използват в ядрените изследвания, са релативистични.

ЗАДАЧИ

- 1.5. Дефинирайте диференциалното сечение $d\sigma/d\Omega$ за един процес на разсейване. Изведете формулата на Ръдърфорд за сечението на разсейване на α -частици, преминаващи с кинетична енергия T покрай ядро със заряд Ze :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2 \operatorname{cosec}^2(\theta/2)}{8\pi\epsilon_0 T} \right)^2,$$

където e е зарядът на електрона, а θ — ъгълът на разсейване. При какви условия ще се наблюдават отклонения от тази формула? Илюстрирайте отговорите си, като разгледате разсейването на α -частици с енергия 15 MeV от тънка мишена от Al ($Z = 13$, $A = 27$) и от Au ($Z = 79$, $A = 197$). Допуснете, че ядреният радиус R се дава приблизително с формулата

$$R = 1,2 A^{1/3} \cdot 10^{-15} \text{ m}.$$

(Адаптирана от изпита по физика през 1968 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет)

- 1.6. Покажете, че формулата за диференциалното сечение на Ръдърфорд може да се запише чрез квадрата на предадения импулс q^2 по следния начин:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi Z^2 z^2 \alpha^2 (\hbar c)^2}{q^4 v^2},$$

където α е константата на фината структура, а v — скоростта на разсеяната частица.

- 1.7. Ако разсейването на големи ъгли, наблюдавано от Ръдърфорд, не е резултат от еднократно разсейване, а от многократни разсейвания (вж. с.5), как ще се променя броят на частиците при фиксиран ъгъл, когато се изменя дебелината на мишената. В първия случай, ако се пренебрегне отслабването на първоначалния сноп, броят нараства линейно с дебелината. Какво ще стане, ако многократното разсейване е определящо? (Разгледайте задача за случайно блуждаене: всяко малко разсейване си представете като случаен скок на мравка по повърхността на сферата. Започвайки от полюса, с n случайно ориентирани „мравки“ ще получите разстоянието от полюса. Това разстояние ще се променя във всеки опит от n скока, но вие ще осредните по много опити. Каква зависимост очаквате за големината на това средно разстояние от n ? Обедняващи идеи са дифузията и брауновото движение.)

1.6. Състав

Разкриване

значните

и, където

атомните ел

е се големи

маси с мето

ден химич

е в цялата

стойност до

яло число.

сово числ

(авуклид), е

Таблица 1.4. С

1 H 1,008	4 Be 9,012
3 Li 6,941	12 Mg 24,305
11 Na 22,990	20 Ca 40,078
19 K 39,098	38 Sr 87,62
37 Rb 85,468	56 Ba 137,33
55 Cs 132,91	88 Ra 226
87 Fr	89

Серия на
лантанидите

Серия на
актинидами

† Атомното тегло
от място на място
които имат доста
имена на всички си
(104-109) Тези елем

Омното ядро е много сложен обект и изучаването на неговит
тва съставлява голяма част от предмета на ядрената физика. У
чебник, както се полага за един уведен курс, ще разглеждам
по-очевидните свойства на ядрото. Тези свойства се делят, гру
вано, на статични и динамични. В табл. 1.5 са изброени тези
ще обсъдим повече или по-малко подробно. Нашите цели с
ите:

да се осигури широка основа от знания за свойствата на ядрат
на по-простите модели, с които се обясняват тези свойства.
Цитателят да получи идея за ядрените сили и за ролята им
ред останалите взаимодействия в ядрената физика.

Таблица 1.5. Свойства на ядрата

Статични	Динамични
1 — заряд	1 — радиоактивност
2 — размер и форма	2 — възбуждени състояния
3 — маса и енергия на свързване	3 — ядрени реакции
4 — спин и четност	
5 — електромагнитни моменти	

ледната цел ни води до физиката на елементарните частици
е дефинирана в началото на тази глава. Там нашите цело
ят онези, които изброихме за ядрената физика, с добавката
аме да въведем читателя в най-фундаменталната част на мат
известна в наши дни. Накрая ще обсъдим ролята на ядрен
ика и физиката на елементарните частици в астрофизиката
огията.

атура

ord, Sir Ernest, Chadwick, J., Ellis, C. D. (1930). *Radiations from radioacti
ances.* Cambridge University Press.

2

Някои количествени характеристики

1.1. Увод

Голяма част от експерименталните изследвания в ядрената физика
е във физиката на елементарните частици включват изучаване на
он закнновения или на спонтанни изменения. Първото изисква позна
ежа за диференциалните сечения и тяхното използване. Спонтанни
во изменения трябва да се разбираат чрез скоростите за преход. Тези
физични и техните свойства се интерпретират на базата на основ
е физични закони, които ги управляват. Интерпретациите обаче
е са точни, ако не им се даде количествен израз. В тази връзка
ува да обсъдим подходящите единици и съветваме читателите да
е излят количествен подход към разбирането на ядрената физика и
ежката на елементарните частици.

1.2. Мащаби в ядрената физика и подходящи единици

Работите на Ръдърфорд и колегите му утвърждават съществуването
на атомни ядра, а измерванията показват, че линейните им размери
са 10^{-15} m. Тези открития увеличават областта на човешките
изследвания в микросвета с почти четири порядъка в сравнение с атом
ни размери. Като разположим в логаритмична скала размерите на
елементарните обекти — от радиуса на Вселената до размера на части
ците, съставящи ядрото, — получаваме интервал от 41 порядъка. В
ядрената скала човечеството заема много малка част (фиг. 2.1).

За да извършваме пресмятания за ядрата, са ни нужни подходя
щи единици. Очевидно резултатът трябва да бъде независим от
размера на единиците, но системата SI, в която се работи с метри,
грами и т. н., не е най-удобната, когато се занимаваме с обек
ти чийто размери са около 10^{-15} m, а масите им — около 10^{-27} kg.
Ще започнем с подходящата единица за енергия. В атомните
ядра тази единица е електронволт ($1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$). В ядрени
ядра ще видим, че обикновено тя е мегаелектронволт (MeV).

Ще стигнем до мащабите на елементарните частици, ще рабо
тим с гигаелектронволт ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$). Няма строго да се при
лагат само тези единици, така че бъдете готови да използва
те и други кратни на електронволта.

Ще стигнем до мащабите на елементарните частици, ще рабо
тим с гигаелектронволт ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$). Няма строго да се при
лагат само тези единици, така че бъдете готови да използва
те и други кратни на електронволта.

Ще стигнем до мащабите на елементарните частици, ще рабо
тим с гигаелектронволт ($1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$). Няма строго да се при
лагат само тези единици, така че бъдете готови да използва
те и други кратни на електронволта.

... е удобно да използваме eV, MeV или GeV. Така за маса в покой $M^0 = 938 \text{ MeV}$ (протон) казваме, че има маса M , е удобно да използваме eV, MeV или GeV. Така за частичка, която има импулс $P = 1000 \text{ MeV}$, даващ $Pc = 1000 \text{ MeV}$, казваме, че има импулс $P = 1000 \text{ MeV}/c$. Еквивалентните стойности са дадени в табл. 2.1.

... международна единица за маса е u (a. m. u. = a. e. m. = единица за маса). Нейната скала се определя чрез приравняване на ^{12}C на точно 12 единици (u). В тази скала масата на ^{12}C е 12 единици за дължина. Последното наименование е 2-7 фемтометра (fm). Последното наименование е SI по споразумение, но ние ще използваме популярената физика название ферми, което има същото значение. Тази единица е наречена на името на италианско-американски физик Енрико Ферми (Enrico Fermi), който принадлежи към след Ръдърфорд и е известен с работите си в областта на физиката на елементарните частици.

... някои ползани числа и начини за пресмятане в ядрената физика. Лично е, че константата на Планк h на светлината c ще се появяват често. Авторът на това е установил, че много удобна и лесна за запомняне

(2.2) $hc = 197,3 \text{ MeVfm} = 0,1973 \text{ GeVfm}$

(2.3) $h = 197,3 \frac{\text{MeV}}{c} \text{fm}$

(2.4) $c = 2,998 \cdot 10^{23} \text{ fm/s}^{-1}$

(2.5) $h = 6,582 \cdot 10^{-22} \text{ MeVs}$

(2.3) се използва при прилагане на съотношенията на неопределеност във вида

$\Delta p \Delta x \approx h/2$,

(2.5) е полезна за

$\Delta E \Delta t \approx h/2$.

... неопределеността в положението на частицата е 1 fm, неопределеността в импулса ѝ е около $99 \text{ MeV}/c$. Ако средното време на едно състояние е 10^{-22} s , неопределеността в енергията е около 10 MeV (вж. раздел 2.9).

... на фината структура α се дава в SI с израза

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$$

... в ядрът на електрона. В произволна система

$\alpha = 1/137,036 \approx 1/137$.

Вид	Стойност в SI
1 eV	$= 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
1 MeV	$= 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ J}$
1 GeV	$= 1,602 \cdot 10^{-10} \text{ J}$
1 MeV/c	$= 5,344 \cdot 10^{-22} \text{ kg m s}^{-1}$
1 MeV/c ²	$= 1,783 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$
1 u	$= 931,5 \text{ MeV}/c^2$
1 fermi (fm)	$= 1,0 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
$\hbar c$	$= 197,3 \text{ MeV fm}$
c	$= 2,998 \cdot 10^{23} \text{ fm s}^{-1}$
\hbar	$= 6,588 \cdot 10^{-22} \text{ MeV s}$
	$= 197,3 \text{ MeV}/c \text{ fm}$
планка на фината	$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137,04}$
твбени единици	
	$\hbar = c = 1$
1 единица за маса	$= 1/\text{GeV}$
1 единица за дължина	$= 1/\text{GeV} = 0,1975 \text{ fm}$
1 единица за време	$= 1/\text{GeV} = 6,588 \cdot 10^{-25} \text{ s}$

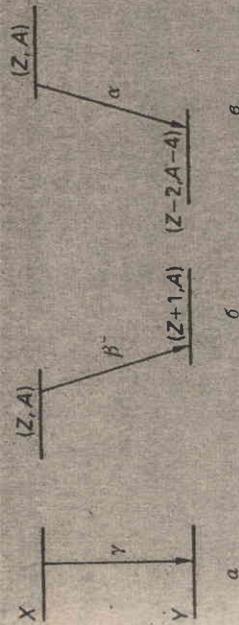
Източник: Стойности Фк. Cohen and Taylor (1987).

омощта на α и на $\hbar c = 197,3 \text{ MeV fm}$ много от пресмятаните прости, вж. например зад. 2.1.

дествува и друга система, наречена естествена, която няма да е време, но трябва да се познава, тъй като в много книги се работи в тази система полагаме $\hbar = c = 1$ и изразяваме масата, дължината и енергията в единици GeV. Ясно е, че 1 единица от масата е 1 GeV, а единиците имат размерност $\hbar c/\text{енергия}$, т. е. 1/GeV. От уравнението следва, че 1/GeV е равно на 0,1975 fm. Времето има размерност енергия, така че също се измерва в 1/GeV. Единицата за време е равна 7.10^{-25} s . Въпреки че е удобна за работа, естествена единица на величините не е съвсем очевидна в тази система. Еквивалентните стойности в SI са дадени в табл. 2.1.

Закон за радиоактивното разпадане

омната и субатомната физика често е енергетично възможното X да се разпадне до състояние Y . Има много примери за разпад на атом във възбудено състояние X преминава в основно състояние Y с излъчване на фотон; едно ядро (Z, A) може да се превърне в ядро ($Z+1, A$) с излъчване на β^- -частица или в ядро ($Z-2, A-4$) с излъчване на α -частица. На фиг. 2.2 е дадена схема на описаната реакция, като разстоянието между линиите на състоянията



Фиг. 2.2. На фигурата схематично са изобразени спонтанните преходи от едно състояние в друго. Вертикалното разстояние съответства на освободената енергия. Излъчване на фотон при преминаване на водорода от едно възбудено състояние X към друго състояние Y (α). Излъчване на β^- -частица от ядрото (Z, A) (β). Излъчване на α -частица от ядрото (Z, A) (α). Хоризонталното отстояние на линиите изобразява промени в Z и/или в A .

вероятност ω е вероятността състоянието X да премине в състояние Y за единица време. Да предположим, че в момент $t = 0$ имаме $N(0)$ брой частици в състояние X , а в момент t от тях са оцелели само $N(t)$. От диференциалното уравнение следва

$$dN(t) = -\omega N(t) dt. \quad (2.6)$$

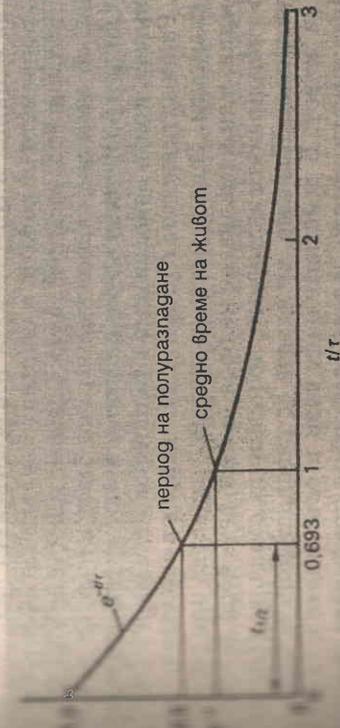
$$N(t) = N(0)e^{-\omega t}. \quad (2.7)$$

Уравнението показва, че броят на частиците, останали в състояние X след време t . Средното време на живот τ на състоянието X се дава с израза

$$\tau = \frac{1}{\omega}. \quad (2.8)$$

Това означава, че τ се променя в рамките на няколко порядъка за различните разпадания (вж. табл. 2.3) но, разбира се, за дадено разпадане то е константа.

Въпреки изследванията на радиоактивността са използвали друга единица, наречена период на полуразпадане. В края на периода на радиоактивност половината от първоначалните ядра не са претърпели разпадане. Връзката между тази величина и τ е дадена в полето на фиг. 2.3.



Фиг. 2.3. Връзката на закона за радиоактивното разпадане, на която е показана средното време на живот τ и периода на полуразпадане $t_{1/2}$.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ
Скорост на прехода. Вероятността за преминаване на системата от едно състояние в друго за време една секунда. В приетата терминология за радиоактивността скоростта на преход понякога се нарича константа на разпадане. Символ ω (или λ).

Закон за радиоактивното разпадане. Това е уравнението, даващо брой на частиците N , които се очаква да оцелеят, след като в изминало време t , ако в момент $t = 0$ броят им е бил N_0 :

$$N = N_0 \exp(-\omega t).$$

Средно време на живот. Времето на живот на нестабилно състояние, средно по ансамбъл от голям брой състояния. Това е също времето, за което броят на оцелелите състояния е $1/e$ спрямо първоначалния брой. Символ τ .

Период на полуразпадане. Времето, за което неразпаданите се ядра остават наполовина от първоначалния брой. Символ $t_{1/2}$.

$$(t_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,693\tau)$$

момент t , се дава с израза

$$I(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = N(0)\omega e^{-\omega t},$$

или

$$I(t) = I(0)e^{-\omega t}.$$

Така радиоактивността, регистрирана чрез интензитета на γ лъчи, излъчени от разпадналите се ядра, намалява по същия начин, както и броят на неразпадналите се ядра.

Читателю, бъди нащрек! Уравнения от (2.6) до (2.9) са вероятността едно ядро да не се разпадне за време t е $e^{-\omega t}$. Това не се променят плавно, а имат статистически флукутации. Огромен брой ядра статистически флукутации стават отново малки. Необходимо е да се има предвид статистиката на тези или на ниски активности с минимална грешка. Тази особеност дължи на случайния характер на радиоактивното разпадане, определящ за всичко, което следва в тази глава, но няма да се горното предупреждение, докато не стигнем раздел 2.11.

Законът за радиоактивното разпадане не зависи от реалното време $t = 0$. От това следва, че само от експоненциалния закон не могат да се определят броя на неразпадналите се ядра. Има обаче обстоятелства, които позволяват да се определи разпадането на ядра. Задачи 2.8–2.11 илюстрират някои такива възможности.

Единиците за активност са кюри (Ci) и бекерел (Bq) (вж. табл. 2.2). Първата е историческа единица, но все още се използва главно в чест на Мария Кюри-Склодовска (1867–1934), откривателка на радий и полоний (1898). Единицата в SI е бекерел. Понякога има двойка употреба на кюри и бекерел. Те означават спонтанната активност на радиоактивен материал, а бекерелът, съдържащ радиоактивни ядра, но не непременно количество чисто радиоактивно вещество: тогава едно миликюри означава една двойка употреба на кюри и бекерел.

Важна единица в естествената и изкуствената радиоактивност е дозата, погълната от хората, и нейният биологичен ефект. Сега да се спираме на този въпрос, а само даваме илюстриращи примери.

2.2. В действителност мерките за безопасност се усложняват поради вида и енергията на радиацията, а и от други фактори. Радий, който използвахме в тази глава, не е много добър източник на промяна, или намаляване на броя, когато се говори за интензитет на радиацията. Казваме, че ядрата се разпадат или че имат активност, а не намаляване на броя, когато се говори за интензитет на радиацията. Казваме, че ядрата се разпадат или че имат активност, а не намаляване на броя, когато се говори за интензитет на радиацията. Казваме, че ядрата се разпадат или че имат активност, а не намаляване на броя, когато се говори за интензитет на радиацията.

2.2. Единици за активност
Едно кюри (символ Ci) е количеството радиоактивен материал, в който броят на разпаданията за една секунда е същият като от един грам чист радий. Този брой е равен на броя разпадания в една секунда за радиоактивния материал, в който броят на разпаданията за една секунда е същият като от един грам чист радий.

Един бекерел (символ Bq) е количеството радиоактивен материал, в който броят на разпаданията за една секунда е същият като от един грам чист радий. Този брой е равен на броя разпадания в една секунда за радиоактивния материал, в който броят на разпаданията за една секунда е същият като от един грам чист радий.

Минимално безопасно разстояние за една година
приблизително 40 m

Минимално безопасно разстояние за една година
приблизително 40 m

Разпадане	Средно време на живот
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th} + \alpha$	$6.5 \cdot 10^8$ години
$^{210}\text{Po} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + \alpha$	$1.9 \cdot 10^4$ s
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	$2.2 \cdot 10^{-6}$ s
$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	$2.6 \cdot 10^{-10}$ s
$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$8.3 \cdot 10^{-17}$ s
$K^+ \rightarrow p + \pi^+$	$6 \cdot 10^{-11}$ s

Важно е да се знае, че докато се запознаем с следващите глави. Важен е диапазонът на наблюдаваното средно време на живот и нашата представа за границата за това.

Разпадането на разпадането в тази глава е възможно най-просто, а това само идеите. Скоро обаче ще трябва да разгледаме по-сложни случаи.

Радиоактивни разпадания

Нека разгледаме два възможни канала на разпадане. Нека разгледаме два възможни канала на разпадане. Нека разгледаме два възможни канала на разпадане.

ЗАДАЧИ

Пресметнете в MeV потенциалната енергия, която се дължи на кулоновото отблъскване между:

а) протона, намиращи се на разстояние от 1 fm;

б) лъчесто ядро ($Z = 79$) и α -частица ($Z = 2$), ако разстоянието между центровете им е 10 fm;

в) ядро $Z = 46, A = 115$, радиус $R = 1,2 A^{1/3}$ fm, разположени близо едно до друго, така че се докосват.

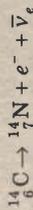
При изучаване на средното време на живот на K^+ -мезона са регистрирани данни от вида

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

което е определен времевият интервал между пристигането на K^+ -мезона в детектора и разпадането му. Оценете средното време на живот на K^+ -мезона от данните измервания (времето е в ns):

номер на измерването	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
време	31,1	2,1	2,1	0,3	38,4	1,1	1,7	7,1	2,3	4,4
номер на измерването	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
време	13,1	15,2	19,0	11,2	5,3	19,7	5,1	13,0	3,0	3,8

В образец от един литър въздушен сгъсткис при атмосферно налягане и стайна температура се наблюдават средно 5 разпадания от вида:



нула. Пресметнете относителния дял на $^{14}_6\text{C}$ в образеца, ако средното време на живота на това ядро е 8267 години.

Разпада. Един пример е $^{212}_{83}\text{Bi}$, който се разпада чрез излъчване на α -частици, или на β^- -частици (вж. фиг. 2.4). Частите от разпада, разпадащи се по всеки канал, дефинират така наречените **коэффициенти на разклонение** f_1 и f_2 . Дефинират се две **парциални скорости на преход** ω_1 и ω_2 за всеки от каналите на разпада. Тези скорости, така че пълната скорост на преход за разпадането на материята се дава с израза

$$\frac{dN}{dt} = -\omega_1 N - \omega_2 N \quad (2)$$

следователно

$$N(t) = N(0) \exp[-(\omega_1 + \omega_2)t]. \quad (2)$$

Средното време на живот на ядро се определя така, като че ли скоростта на преход е $\omega_1 + \omega_2$ и поради това средното му време на живот е $1/(\omega_1 + \omega_2)$. За всеки период от време отношението на вероятностите за разпадане по канал 1 и канал 2 е ω_1/ω_2 , така че

$$f_1 = \omega_1/\omega \quad \text{и} \quad f_2 = \omega_2/\omega. \quad (2)$$

Може лесно да обобщим за многоканално разпадане: пълната скорост на преход от изходното (матерното) състояние е сума от парциалните скорости на преход:

$$\omega = \sum \omega_i,$$

сумата е по всички възможни канали на разпадане. Средното време на живот на изходното състояние е $1/\omega$. Пример е K^+ -мезонът, който има шест основни канала на разпадане (другите разпадания са много редки). Към зад. 2.4 е дадена таблица, в която са посочени коефициентите на разпадане заедно с техните коэффициенти на разклонение. Има и една празна колонка, озаглавена „парциална скорост на разпадане“. Пресметнете относителната (парциалната) скорост на всеки канал и попълнете празната колонка. (Не се безпокойте за това, че не се запознаем малко по-късно. Засега това е просто обикновен въпрос от областта на радиоактивността.)

ЗАДАЧА

Попълнете празната колона на дадената таблица.

Получените данни са за K^+ -мезона

канал на разпадане	Коефициент на разклонение	Парциална скорост на разпадане (1/s)
$\pi^+ \mu^+ \nu_\mu$	0,635	
$\pi^+ \pi^0 \nu_\mu$	0,212	
$\pi^+ \pi^+ \pi^0 \nu_\mu$	0,056	
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \nu_\mu$	0,017	
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^0 \nu_\mu$	0,032	
$\pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^+ \nu_\mu$	0,048	

Средното време на живот на K^+ -мезона е $1,237 \cdot 10^{-8}$ s.

Изучаване на радиоактивни вещества

Един метод за получаване на радиоактивни материали е облъчване на вещество с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.1.2).

Един пример е ядрото на натрий, което става радиоактивно. Например $^{23}_{11}\text{Na} + n \rightarrow ^{24}_{11}\text{Na} \rightarrow ^{24}_{12}\text{Mg} + e^- + \bar{\nu}_e$.

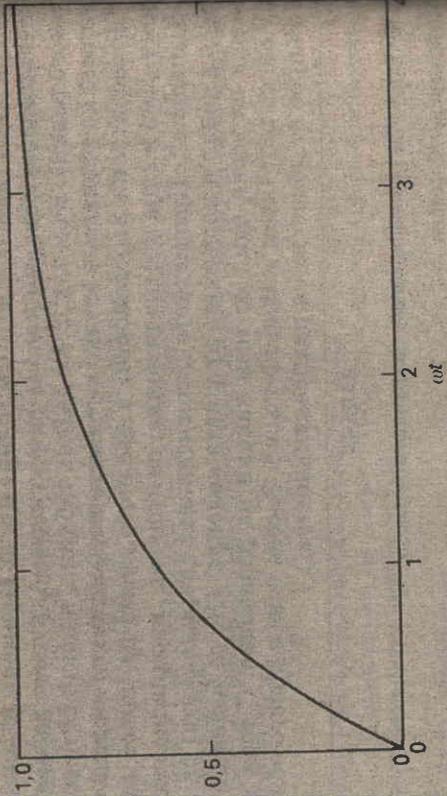
Един пример е ядрото на натрий, което става радиоактивно вследствие на облъчване с неутрони от ядрен реактор (вж. раздел 7.1.2). Една част от ядрото на натрий се превръща в ядро на магнезий, а друга част се превръща в ядро на магнезий, а друга част се превръща в ядро на магнезий. Ако скоростта на образуването му е p , а константата на разпада е ω , броят N на ядрата $^{24}_{11}\text{Na}$ удовлетворява диференциално уравнение

$$\frac{dN}{dt} = p - \omega N.$$

При условие $N = 0$ в момент $t = 0$, съвпадащ с началото на измерването, решението на уравнението е

$$N(t) = \frac{p}{\omega} (1 - e^{-\omega t}).$$

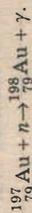
Вижте на фиг. 2.5. Очевидно има насищане на добива, което е равно на p/ω , когато скоростта p , с която се образуват ядрата, се



г. 2.5. Нагруваният добив от радиоактивно (матерно) вещество в зависимост от времето при постоянна скорост на образуване. Скоростта на разпадане на матерното вещество е ω и нагруваният добив е N за време t . Величината N_{∞} е добивът, който би се получил, ако образуването на изходни ядра би продължило безкрайно.

ЗАДАЧА

5. Златен образец се облъчва с неутронен снап с постоянен интензитет, осигуряващ поглъщането на 10^{10} неутрона в секунда в реакцията



Колкото $^{198}_{79}\text{Au}$ претърпява β -разпадане до $^{198}_{80}\text{Hg}$, който е със средно време на живот 29 гена. Колко атома от $^{198}_{79}\text{Au}$ ще има в гена след облъчването? Колко атома $^{198}_{80}\text{Hg}$ ще има по същото време, като предположите, че неутронният снап не действа на $^{198}_{80}\text{Hg}$. Колко е равновесният брой на атомите $^{198}_{79}\text{Au}$?

Въз основа на изпита по физика през 1974 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет

6. Последователни разпадания

ако матерното ядро се разпада до дъщерно ядро, което е също радиоактивно, уравненията, описващи разпадането и образуването

$$\frac{dN_1}{dt} = -\omega_1 N_1,$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\omega_2 N_2 + \frac{dN_1}{dt},$$

където N_1 (N_2) е броят на матерните (дъщерните) ядра, ω_1 и ω_2 са константи на разпадане. Ако $N_2 = 0$ в $t = 0$, каква е зависимостта на броя на матерните ядра N_1 от времето t ? По какъв начин се променя броят на дъщерните ядра N_2 с времето t ? По какъв начин се променя скоростта на образуване на дъщерните ядра $\frac{dN_2}{dt}$ с времето t ? По какъв начин се променя скоростта на образуване на матерните ядра $\frac{dN_1}{dt}$ с времето t ?

и случаи на разпадане са били анализирани от Ръдърфорд (вж. Rutherford, 1950).

ЗАДАЧА

2.5. ^{210}Bi (средно време на живот 7.2 гена) се разпада чрез излъчване на β -частици до ^{210}Po (средно време на живот 200 гена), който от своя страна се разпада чрез излъчване до ^{206}Pb . Ако първоначално източникът съдържа само ^{210}Bi , след колко време скоростта на излъчване на α -частици ще достигне максимума си?

Въз основа на изпита по физика през 1960 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет

Измерване на скоростта на преход (константа на разпадане)

Ежедневното изучаване на радиоактивни вещества е важно за разбирането на скоростта на преход. Спомнете си двете уравнения за разпадане на чист източник:

$$N(t) = N(0)e^{-\omega t} \quad (\text{радиоактивно разпадане}), \tag{2.7}$$

$$I(t) = I(0)e^{-\omega t} \quad (\text{интензитет на лъчението}), \tag{2.9}$$

$$I = -\frac{dN}{dt},$$

$$I = \omega N. \tag{2.14}$$

Възстановяване на радиоактивно разпадане

Ако $e^{-\omega t}$ се променя съществено за разумно време, ω може да се определи от измерването на N или I като функции на t . Измерването на N е трудно, тъй като може да предизвика нарушаване целостта на източника и по този начин да попречи на измерването на промяната с времето. Ако се образуват радиоактивни ядра или частици за определено време и се измери времето за разпадането им, уравнение (2.7) може да се използва за определяне на ω . Този метод е приложим само за радиоактивни изотопи, така че да могат да се направят измервания на времената на живот. Измерванията, основани на уравнение (2.9), са толкова лесни, колкото и измерването на интензитета на лъчението в зависимост от времето. Дори и ако интензитетът на лъчението да не е 100%, това не е от особено значение, стига тя да е постоянна с времето.

Ако ω е малко и $\exp(-\omega t)$ не се променя достатъчно, за да се измери, се използва уравнение (2.14). Измерването на N и I дава ω , но това е свързано с много трудности. Измерването на I на лъчението трябва да се определи от измерването на N , броят на наличните в източника ядра, обикновено е много труден проблем.

Измерването на N е свързано с много трудности, но сега

където $\omega_1, \omega_2, \dots$ са скоростите на преход за отделните канали. Уравнението за радиоактивното разпадане е в сила, както и уравнението за интензитетата на лъчението в зависимост от времето. Ако означим с I_i интензитетата на лъчението, свързано с канала i ($I = \sum I_i$), то

$$I_i(t) = \omega_i N(t) \\ = \omega_i N(0) e^{-\omega t},$$

така че отделните интензитети намаляват с една и съща скорост, определена от ω .

1. Ако $e^{-\omega t}$ се променя значително за времето на измерване, може да се определи по същия начин, както и при едноналично разпадане. Всеки интензитет намалява с един и същи експоненциален множител. За да се определят отделните интензитети трябва да се определят относителните парциални интензитети $I_1 : I_2 : I_3 : \dots$ и следователно коефициентите на разклонение, за които знаем, че $\omega_i = \omega f_i$. Този метод зависи от по-важното от относителната ефективност за регистрация на лъчението от всеки канал.

2. Ако $e^{-\omega t}$ не се променя значително, трябва отново да измерваме уравнение

$$I = \omega N$$

и

$$I_i = \omega_i N \quad i = 1, 2, 3, \dots$$

Измерването на пълното I или на парциалните I_i , както и N , се сблъсква със същите трудности, които бяха изброени при едноканалното разпадане.

Тези методи са представени сбито в табл. 2.4.

Таблица 2.4. Измерване скоростите на преход

към канал $N(t) = N(0) \exp(-\omega t)$

$$I(t) = I(0) \exp(-\omega t)$$

1) измерва се $N(t)$ в зависимост от t или

2) измерва се $I(t)$ в зависимост от t .

Ако ω е малко, е възможно да се определи спадането на активността за време на измерване. В този случай, тъй като

$$I(t) = \omega N(t)$$

3) измерват се $I(t)$ и $N(t)$.

За случая на многоканално разпадане

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \omega_4 + \dots$$

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + \dots$$

(1)-(3) са валидни за пълната скорост на преход и за пълния интензитет.

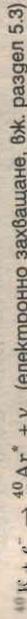
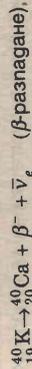
Сега

$$I_1 : I_2 : I_3 : I_4 : \dots = \omega_1 : \omega_2 : \omega_3 : \omega_4 : \dots$$

4) измерва се I и I_i за да се определят ω от ω_i .

ЗАДАЧА

1. Естественният калий има тегло 39,089 и съдържа 0,0118 атомни процента от изотоп ^{40}K . Който има два канала на разпадане:



Изотоп $^{40}\text{Ar}^*$ означава възбудено състояние на ^{40}Ar . В този случай възбуденото състояние се разпада до основно състояние чрез излъчване на един γ -квант. Пълният интензитет на лъчението от естествения калий β -частици е $2,7 \cdot 10^4 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$, като на всеки 100 години ^{40}K намалява с около 0,0118%. Оценете средното време на живот на ^{40}K .

Радиоактивно датироване

Радиоактивните методи са много елегантни методи за датироване на материали, представляващи интерес за археологията, геологията или космоса. Много са приложенията на простите идеи, които обхващат предимно датироването. Въпреки че са от голям интерес, тук ще се занимаваме с читателят ще ги реши с цел да задълбочи знанията си за законите на радиоактивното разпадане.

Един от случаите е въглеродното датироване. Биологичният въглерод е атмосферният CO_2 , който съдържа радиоактивния изотоп ^{14}C (до ^{14}N) в отношение 1 част на около 10^{12} части от ^{12}C . Когато се свърже биологично, разпадането на ^{14}C е малко по отношение на това отношение, което се определя от средното време на живот на ^{14}C (5730 години). Изотопът ^{14}C се образува в атмосферата под действие на космичните лъчи и ако смятаме, че ^{14}C се свързва с ^{12}C по време на биологичното разпадане, както е било преди 1945 г. (когато опитите с ^{14}C започнаха в атмосферата увеличиха количеството на ^{14}C). Така ^{14}C в атмосферата е в равновесие с ^{12}C и измереното отношение $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ в атмосферата е постоянно. Това отношение дава възможност за датироване на биологичния обект. Това отношение се измерва чрез определяне на действителния брой разпадания на ^{14}C за секунда. Ясно е, че в метода има неопределеност, свързана от предположената стойност за началното отношение $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ в момента на датироване, когато има такива.

Други методи за определяне на отношението $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ в биологичния обект са на маспектроскопията. При тези методи остатъците от ^{14}C се измерват директно, а не чрез разпадането му. Това е един от най-новите методи. (Също както да се измерва N вместо I , вж. раздел 2.1.)

Радиоактивност и принцип на неопределеност

Радиоактивната скорост е статистическа величина, чието време на измерване е $1/\omega$. Точността на измерването е обратно пропорционална на $1/\omega$.

естественният уран, извлечен от земната кора, съдържа изотопите $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$ в отношение $7,3 \cdot 10^{-3}$ към 1. Като предположим, че в началото е било образувано едно и количество от двата изотопа, оценете момента на образуване, като знаете, че $t_{1/2}$ им е равна на $4,47 \cdot 10^9$ и $4,47 \cdot 10^9$ години.

Извършете анализ на един метеорит, който съдържа 1 g калий и 10^{-5} g аргон, образуван от разпадането на $^{40}_{19}\text{K}$. Като използвате резултатите от зад. 2.7 и като приемете, че нито един атом аргон не е напуснал, определете възрастта на метеорита.

Извършете анализ на един метеорит, който съдържа 1 g калий и 10^{-5} g аргон, образуван от разпадането на $^{40}_{19}\text{K}$. Като използвате резултатите от зад. 2.7 и като приемете, че нито един атом аргон не е напуснал, определете възрастта на метеорита.

Извършете анализ на един метеорит, който съдържа 1 g калий и 10^{-5} g аргон, образуван от разпадането на $^{40}_{19}\text{K}$. Като използвате резултатите от зад. 2.7 и като приемете, че нито един атом аргон не е напуснал, определете възрастта на метеорита.

Метеорити*	$^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr}$	$^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr}$
Modoc	0,86	0,757
Homestead	0,8	0,751
Bruderheim	0,72	0,747
Kyushu	0,6	0,739
Bath Furnace	0,09	0,706

Знаете, че ядрото ^{86}Sr не е дългоживущо радиоактивно, а ^{87}Rb е дългоживущо радиоактивно. Показаните данни са съгласувани с общо начално отношение $^{87}\text{Sr}/^{86}\text{Sr} = 0,706$ и $^{87}\text{Rb}/^{86}\text{Sr} = 0$ в момента на образуване на метеоритите.

Извършете анализ на един метеорит, който съдържа 1 g калий и 10^{-5} g аргон, образуван от разпадането на $^{40}_{19}\text{K}$. Като използвате резултатите от зад. 2.7 и като приемете, че нито един атом аргон не е напуснал, определете възрастта на метеорита.

Извършете анализ на един метеорит, който съдържа 1 g калий и 10^{-5} g аргон, образуван от разпадането на $^{40}_{19}\text{K}$. Като използвате резултатите от зад. 2.7 и като приемете, че нито един атом аргон не е напуснал, определете възрастта на метеорита.

$$\frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

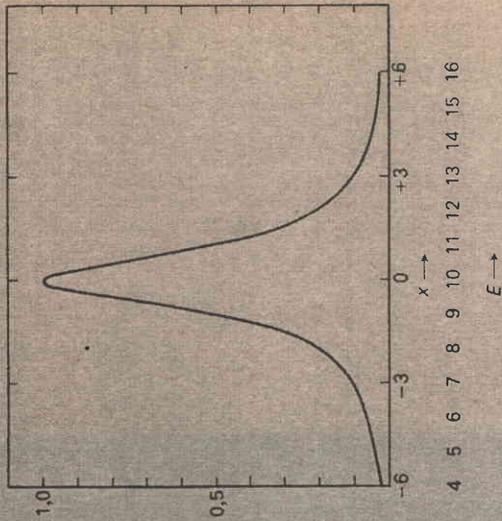
Извършете анализ на един метеорит, който съдържа 1 g калий и 10^{-5} g аргон, образуван от разпадането на $^{40}_{19}\text{K}$. Като използвате резултатите от зад. 2.7 и като приемете, че нито един атом аргон не е напуснал, определете възрастта на метеорита.

$$\Gamma = \hbar\omega,$$

Фиг. 2.6. Лоренцова линия. Това е формата на енергетичния спектър на изолирано състояние с крайно време на живот. Математичната форма на кривата се дава с

$$\frac{\Gamma/4}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{1}{1 + x^2}, \text{ където } x = \frac{E - E_0}{\Gamma/2}.$$

Абсцисата има два мащаба: един за x от -6 до $+6$ и друг за E от 4 до 16 , където $E_0 = 10$ и $\Gamma = 2$ (в енергетични единици). Пълната ширина Γ на половин височина отговаря на x от -1 до $+1$.



Използват се няколко от съотношенията на неопределеност. Величината Γ е сумата от всички парциални скорости на преход при разпадане по различни канали.

В ядрената физика и във физиката на елементарните частици голяма част от величините Γ не могат да се измерят освен в случаите, когато средното време на живот е много късо или разделението по енергии е значително добро. В табл. 2.5 са дадени примери за различни случаи на Γ за голям диапазон от средни времена на живот. На фиг. 2.5 е показана една типична експериментално измерена форма на линията при разпадане на ρ^0 -мезона на два π -мезона:

$$\rho^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+,$$

където ρ^0 е мезонът, който се разпада на π^- и π^+ . Широчината на линията е 153 MeV (или $1,53 \cdot 10^{-10} \text{ s}$), което е много по-голямо от средното време на живот $4 \cdot 10^{-24} \text{ s}$. Случаите, в които широчините на линията са близки до средното време на живот, се използват в мюсбауеровата спектроскопия (раздел 2.9).

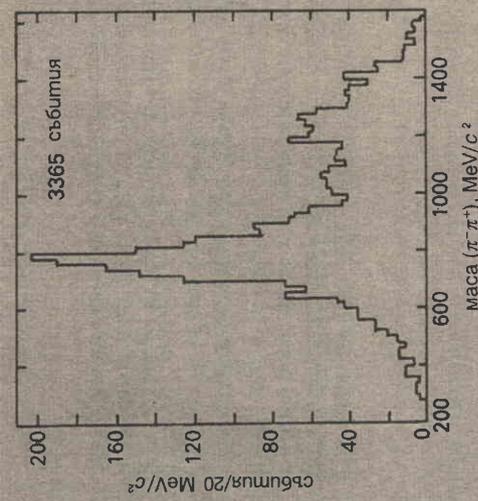
2.9. Взаимодействия и сечения

Изследването на взаимодействията между частиците, ядрени или атомни, е основна част от експерименталната физика. Фактът, че частиците на ядрата и резултатът от изследване на взаимодействията с атомите, е в подкрепа на горното твърдение. Изследването им не може да принудим точно определен атом да излъчи частица да се „сблъска“ с друга подобна на тях частица в мишената. Вместо това трябва да различаваме на слухе-трансформацията, които се появяват при преминаване на сноп от частици през мишената. Вж. фиг. 2.8 и 2.9.

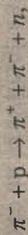
Изследването на взаимодействията е величина, която определя вероятността за взаимодействие, в този раздел ще се занимаем с измерването на сеченията и с интегралните сечения на взаимодействията. Количеството

Таблица 2.5. Няколко широчини на линии и времена на живот

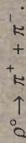
Средно време, s	Широчина на линията
10^{-24}	660 MeV
10^{-16}	660 eV
10^{-12}	$6,6 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$
10^{-8}	$6,6 \cdot 10^{-10} \text{ eV}$
1	$6,6 \cdot 10^{-16} \text{ eV}$



Фиг. 2.7. Хистограма на броя на събитията в зависимост от масата на системата $\pi^+ \pi^-$ в крайното състояние на реакцията при начални импулси на π^- 2,75 и 3,00 GeV/c. Пикът, отговарящ на маса MeV/c^2 , се дължи на реакцията



последвана от



По-малкият пик при маса 1270 MeV/c^2 се дължи на образуването на частици със спин 2, които се разпада по същия начин, както и ρ^0 . Пикът, дължащ се на ρ^0 има ширина около 150 MeV , което отговаря на средно време на живот около $4 \cdot 10^{-24}$ s. И двата пика се намират върху гладък фон, дължащ се на събития, за които двата пиона не са резултат от разпадането на по-тежки бозони, каквито са ρ^0 и f_2 . (Данните са от Nagoruan et al., 1966.)

(Как се изчислява масата на системата $\pi^+ \pi^-$? Ако се регистрира частота с маса M , нейната пълна енергия E и импулс P удовлетворяват равенствата

$$Mc^2 = \sqrt{E^2 - (P \cdot P)c^2}.$$

Ако тя се разпадне на частици 1 и 2 преди прякото ѝ регистриране,

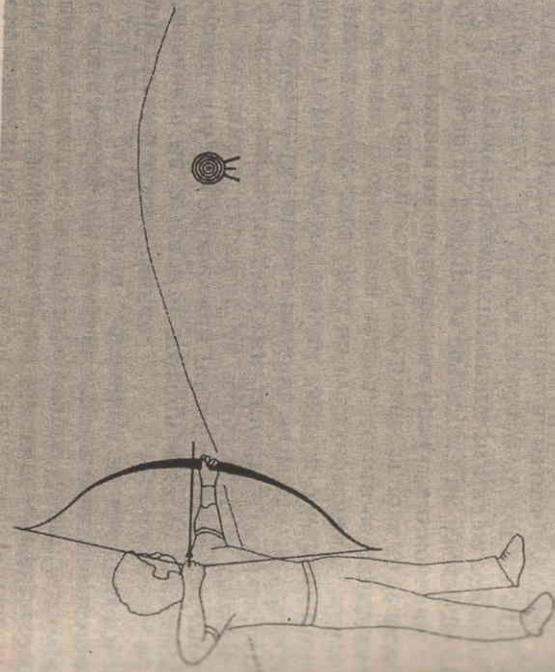
$$E = E_1 + E_2,$$

$$P = P_1 + P_2.$$

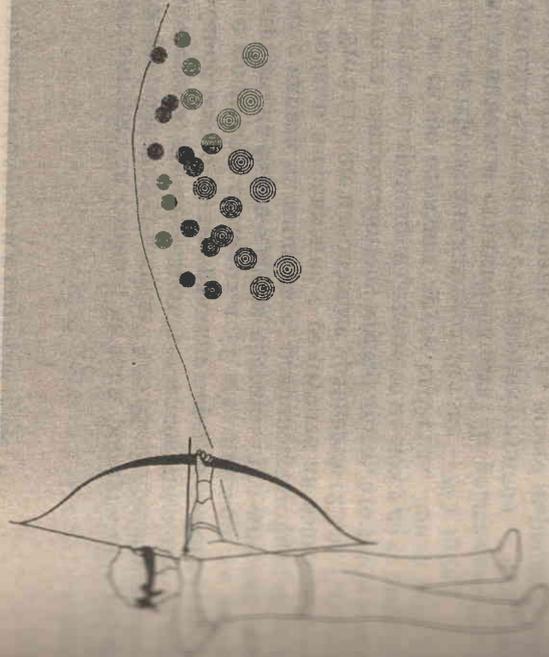
Следователно

$$Mc^2 = \sqrt{((E_1 + E_2)^2 - (P_1 + P_2)^2)c^2}.$$

И така, ако хипотезата е, че дадени две частици са резултат от разпадането на друга, пресмятането на дясната част на това уравнение с помощта на измерените енергии и импулси ще даде масата на изходната частица, масата, която определя абсцисата за всяко събитие, влизащо в историята. По-големият пик се съгласува с образуването на частица с маса 770 MeV и ширина 153 MeV , която се разпада до $\pi^+ \pi^-$.



Фиг. 2.8. Съвпаденията в атомната и субатомната физика не могат да се наблюдават по начина, който един стрелец използва за прицелване в дадена цел. Ситуацията е по-близо до представената на фиг. 2.9.



Фиг. 2.9. Шансът на стрелец с въззани очи да улови мишена е пропорционален на разположението на мишените и на площта (сечение) на мишените. Площта на мишените е пропорционална на квадрата на диаметъра на мишените, както и на броя на стрелите, които той изстрелва, т.е. броят на мишените е пропорционален на квадрата на диаметъра на мишените и на броя на стрелите, които той изстрелва. Когато мишените са пропорционални на диаметъра на мишените и на броя на стрелите, стрелецът получава брой точки в зависимост от диаметъра на мишените и на броя на стрелите. За стрелца с въззани очи вероятността да получи брой точки ще бъде пропорционална на площта, която стрелбата има спрямо общата площ на всички мишени. При атомни събития вероятността за взаимодействие е пропорционална на площта, която дадена мишена представлява, а диференциалното сечение определя вероятността за взаимодействие, а диференциалното сечение определя вероятността за взаимодействие.

... при изчисляване на λ в мишената е $(1 - e^{-\lambda x})$, или за
 (1) мишене е x/λ , което е равно на λx . Ще класифицираме въз-
 (2) разгледаме резултата от едно събитие. Ще класифицираме въз-
 (3) ните резултати в много широки категории. Преминаващата час-
 (4) та може да претърпи или
 (5) еластично разсейване от мишената (индекс ел), или
 (6) нееластично разсейване (индекс неел), или
 (7) поглъщане в мишената (индекс погл).

... на взаимодействие σ може да се раздели на три части $\sigma_{ел}$,
 $\sigma_{неел}$, всяка от които е мярка за вероятността даденото събитие
 ... и води до резултат, указан с индекса. Ако не са възмож-
 ... ти процеси, то

$$\sigma = \sigma_{ел} + \sigma_{неел} + \sigma_{погл} \quad (2.19)$$

... ната σ се нарича **пълно сечение на взаимодействие**, а остана-
 ... риални сечения. Ясно е, че σ определя отслабването на
 ... в уравнение (2.16). Броят на очакваните стълкновения се
 ... (2.17). Очакваме броят на стълкновенията за еластично раз-
 ... нееластично разсейване и поглъщане да се отнасят като

$$\sigma_{ел} : \sigma_{неел} : \sigma_{погл}$$

... ността за нееластично разсейване се определя от израза

$$\frac{\sigma_{неел}}{\sigma} (1 - e^{-\lambda \sigma x}) \quad (2.20)$$

... мишена ($x \ll \lambda$) изразът става $\sigma_{неел} \lambda x$.
 ... ледаме еластично разсейване. В общия случай преми-
 ... частица може да се разсее на всякакъв ъгъл спрямо пър-
 ... то си направление. Ако разгледаме краен пространствен
 ... в направление θ , има една част от $\sigma_{ел}$, да я наречем $\Delta\sigma_{ел}$,
 ... на вероятността частицата да се разсее в простран-
 ... ъгъл $\Delta\Omega$. Тогава диференциалното сечение на еластично
 ... под ъгъл θ се дефинира с

$$\frac{d\sigma_{ел}}{d\Omega} = \lim_{\Delta\Omega \rightarrow 0} \frac{\Delta\sigma_{ел}}{\Delta\Omega} \quad (2.21)$$

по всички
направления

$$\int d\Omega = 4\pi \text{ sr}$$

$$\int \frac{d\sigma_{ел}}{d\Omega} d\Omega = \sigma_{ел}$$

... риална форма трябва да се разшири за нееластично
 ... частица не само се появява в дадения ъгъл,
 ... енергия E , която зависи от предадената енергия при не-
 ... стълкновение. Следователно подходяща производна за
 ... $d^2\sigma_{неел}/d\Omega dE$. Най-общо тези производни
 ... на разсейване и както ще видим по-късно — също и
 ... частицата.

... действие носи важна информация. По-нататък в една от главни
 ... аз книга ще обсъдим как стойностите и поведението на сеченията
 ... действие са свързани с физиката на процесите и че тяхна
 ... ретация е важно умение.

... знаянето на сеченията позволява да се предскаже броят
 ... ненията при определени условия за падащия сноп и за ми-
 ... — дебелина и плътност на веществото. И обратно, наблюда-
 ... брой стълкновения дава възможност да се изчисли сечението
 ... действие. Обърнете внимание на факта, че стълкновенията
 ... най, поради което говорим само за очаквани стойности, т.
 ... периментът ще дава брой на стълкновенията, който флуку-
 ... стически. В обратната задача, когато се определя грешката
 ... ността на сечението на разсейване, трябва да се включат стат-
 ... ските грешки на наблюдаемия брой стълкновения.

... ро начало за разбиране сеченията на взаимодействие е да
 ... ем към елементарната кинетична теория на газове. Да си спом-
 ... определението на среден свободен пробег на една молекула
 ... , което се свързва със сечението на взаимодействие. Сечението
 ... действие е площта около центъра на една молекула (раз-
 ... а в покой), в която трябва да попадне траекторията на дру-
 ... екула, за да могат двете да си взаимодействат. Ако молекулите
 ... рди сфери с радиус R , това сечение σ очевидно е $\pi(2R)^2$. Про-
 ... сление показва, че средният свободен пробег λ на молекула
 ... съдържаща n молекули в единица обем, е

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (2.22)$$

... ателят сигурно си спомня, че тази формула не е вярна за
 ... всички молекули се движат. Ако обаче предефинираме за слу-
 ... рзи частици, преминаващи през молекули, които се движат
 ... лно бавно, ще получим правилния среден свободен пробег. При-
 ... ова е електрон с енергия 10 eV, движещ се през газ,
 ... мишането на бързи ядрени частици през мишена, в която
 ... скват с ядрата на мишената, разположени едно от друго на
 ... ние, голямо в сравнение с радиусите на взаимодействия-
 ... ици. Ето защо ще използваме уравнение (2.15). Следващ про-
 ... нието на взаимодействие: молекулните, атомните и ядрените
 ... и нямат точни граници и сечението не може да се представи го-
 ... , а по-скоро отразява други свойства, които вече спомо-
 ... ояност за ефективно взаимодействие — бел. прев.)

... акво да кажем за стълкновенията? Да разгледаме стълкнове-
 ... което една частица се отстранява от снопа — или поради по-
 ... е, или поради разсейване. Сноп, който първоначално е има-
 ... ици, след преминаване на разстояние x в мишената ще съд-
 ... ния брой непроменени частици:

$$N = N_0 e^{-x/\lambda}$$

... то λ се дава с уравнение (2.15), в което n е броят на частици
 ... нената в единица обем, а σ — сечението на взаимодействие. Ур-
 ... (2.16) описва отслабването на снопа при преминаването му
 ... нената. Очевидно броят на стълкновенията на разстояние x

$$C \equiv N_0 - N = N_0(1 - e^{-x/\lambda})$$

... ънка мишена ($x \ll \lambda$) този израз се преобразува до

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ
Сечение на разсейване. Площта, която е количествена мярка за вероятността за стълкновение на две частици.
Пълно сечение на разсейване. Сечението за стълкновение с какъвто и да е краен изход.
Парциално сечение на разсейване. Сечението за стълкновение с определен краен резултат.
Диференциално сечение на разсейване. Дефинира се за непрекъснати кинематични величини, характеризирани стълкновенията. Неабоата стойност се определя за дадена стойност на променливата.
Барн. Единица за сечение, равна на 10^{-28} cm ² .

плътност на берилия на сечение на взаимодействие. Как да се изчисляват резултатите.

Възможно е да се подходи по-точно за дадено взаимодействие сечение (пълно или дифузно) и трябва да се пресметне очакваният резултат.

Материал се намира в снопа на преминаващите частици. Сечението е вероятността една частица от мишената да взаимодейства по определен начин, ако през сечение е дадена една частица на единица площ. Или, ако предпочитаме: сечението е вероятността една частица от мишената да претърпи едно от дадените взаимодействия за единица време, ако потокът на преминаващия сноп е една частица за единица площ.

Това е дефиниция на сечение на взаимодействие. Вероятността за взаимодействие на мишената с дебелина dx съдържа $n dx$ частици в единица обем. Вероятността за взаимодействие перпендикулярно на мишената частица да взаимодейства по определен начин е σdx . Тук „тънка“ означава, че вероятността за взаимодействие е малка от единица.

Вероятността за взаимодействие на мишената с дебелина dx съдържа $n dx$ частици в единица обем. Вероятността за взаимодействие перпендикулярно на мишената частица да взаимодейства по определен начин е σdx . Тук „тънка“ означава, че вероятността за взаимодействие е малка от единица.

ЗАДАЧИ

1. Сноп от неутрони с кинетична енергия 0,29 eV и интензитет 10^6 s^{-1} преминава през слой от ^{232}U с дебелина 10^{-1} kg/m^2 . Всяко взаимодействие неутрон дава по един от следните резултати:

- да бъде погълнат на неутрони: $\sigma_n = 2.10^{-28} \text{ m}^2$;
- да се разпада на неутрон, последвано от излъчване на γ -квант от ядрото: $\sigma_{\gamma} = 7.10^{-27} \text{ m}^2$;
- да се разпада на неутрон, последвано от разцепване на ядрото на две почти равни части: $\sigma_f = 2.10^{-26} \text{ m}^2$.

Изчислете броя на неутронния сноп в слоя; броя на γ -квантите за една секунда в слоя; предизвикани от преминаването на снопа; броя на разпадащи неутрони на разстояние 10 m от слоя и извън него; броя на разпадащи неутрони, като се предположи изотропно разпределение на разсеяния неутрони.

Изчислете броя на неутронния сноп в слоя; броя на γ -квантите за една секунда в слоя; предизвикани от преминаването на снопа; броя на разпадащи неутрони на разстояние 10 m от слоя и извън него; броя на разпадащи неутрони, като се предположи изотропно разпределение на разсеяния неутрони.

Изчислете броя на неутронния сноп в слоя; броя на γ -квантите за една секунда в слоя; предизвикани от преминаването на снопа; броя на разпадащи неутрони на разстояние 10 m от слоя и извън него; броя на разпадащи неутрони, като се предположи изотропно разпределение на разсеяния неутрони.

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$$

Изчислете броя на неутронния сноп в слоя; броя на γ -квантите за една секунда в слоя; предизвикани от преминаването на снопа; броя на разпадащи неутрони на разстояние 10 m от слоя и извън него; броя на разпадащи неутрони, като се предположи изотропно разпределение на разсеяния неутрони.

Изчислете броя на неутронния сноп в слоя; броя на γ -квантите за една секунда в слоя; предизвикани от преминаването на снопа; броя на разпадащи неутрони на разстояние 10 m от слоя и извън него; броя на разпадащи неутрони, като се предположи изотропно разпределение на разсеяния неутрони.

Изчислете броя на неутронния сноп в слоя; броя на γ -квантите за една секунда в слоя; предизвикани от преминаването на снопа; броя на разпадащи неутрони на разстояние 10 m от слоя и извън него; броя на разпадащи неутрони, като се предположи изотропно разпределение на разсеяния неутрони.

Изчислете броя на неутронния сноп в слоя; броя на γ -квантите за една секунда в слоя; предизвикани от преминаването на снопа; броя на разпадащи неутрони на разстояние 10 m от слоя и извън него; броя на разпадащи неутрони, като се предположи изотропно разпределение на разсеяния неутрони.

единици. Тъй като обаче ядрените сечения са много малки в сравнение с човешките машаби дори когато се изразят в квадратни сантиметри, по-удобно е да се използва квадратът на единицата ферми $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ или барн $(1 \text{ b} = 10^2 \text{ fm}^2 = 10^{-28} \text{ cm}^2)$. Както и да е, в естествените единици сечението се дава в $1/\text{GeV}^2$, което е равно на $0,039 \text{ fm}^2$.

дрените физици имат един навик, с който читателят трябва да внимава. И това е начинът, по който се изразява дебелината на мишената. Единицата за дебелина е маса на единица площ, която е удобна, тъй като е лесно да се превърне в сантиметри. Тя е удобна, тъй като е лесно да се превърне в сантиметри. Тя е удобна, тъй като е лесно да се превърне в сантиметри.

Появява се малко усложнение: на практика се използват единици за дебелина на мишената, които са различни от единиците за сечение. Появява се малко усложнение: на практика се използват единици за дебелина на мишената, които са различни от единиците за сечение.

за дължина x плътност. Така че сечение на единица площ = разстоянието в единици дължина x плътност.

та не последователност възниква при пресмятането на n от уравнение (2.15). Броят на ядрата в мишената се дава с израза $n = \rho N_A / A'$, където ρ е плътността, N_A — числото на Авогадро и A' — атомното тегло на мишената (не масовото число). В SI N_A се дава в брой на частици, а ρ е в kg/m^3 , така че n е брой на кубичен метър. Ако работим в CGS, N_A е $6,022 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$, така че A' трябва да бъде масата на атома в килограми. Пак внимавайте!

ко λ се изразява в kg/m^2 , уравнение (2.15) става

$$\lambda = \frac{A'}{N_A \sigma}$$

то е известно опростяване, но трябва да помните в какви единици работите.

читателят трябва да реши зад. 2.12–2.14, отнасящи се до взаимодействие на взаимодействие, за да разбере смисъла им и да разбере как да се използват единиците. В табл. 2.7 са дадени сеченията, които опростяват значително пресмятанятията.

лица. 2.6. Единици за сечение. Сечението е площ и в ядрената физика и физиката на елементарните частици е удобно да се използва единицата fm^2 . По-често обаче се използва кратки (мили-, микро-, нано- и пикобари).

- 1 b = $10^{-28} \text{ cm}^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-2} \text{ fm}^2$,
- 1 mb = $10^{-27} \text{ cm}^2 = 10^{-27} \text{ m}^2 = 10^{-1} \text{ fm}^2$,
- 1 $\mu\text{b} = 10^{-30} \text{ cm}^2 = 10^{-30} \text{ m}^2 = 10^{-4} \text{ fm}^2$,
- 1 nb = $10^{-33} \text{ cm}^2 = 10^{-33} \text{ m}^2 = 10^{-7} \text{ fm}^2$,
- 1 pb = $10^{-36} \text{ cm}^2 = 10^{-36} \text{ m}^2 = 10^{-10} \text{ fm}^2$.

естествената система ($\hbar = c = 1$) сечението е

$$1/\text{GeV}^2 = 0,039 \text{ fm}^2 = 0,39 \text{ mb}$$

Единицата барн е въведена през 1942 г. от физиците, които са използвали единици за ядрени реакции, включващи определени леки ядра. Те очаквали сечение на ядрена реакция на 10^{-26} cm^2 , а получили резултат от порядъка на 10^{-24} cm^2 . Големите сечения (селски) хамбари!

ване) и флуктуации

нията на взаимодействието и скоростите за преход се използват за определяне на очакваните добиви при определени условия. Като това са случайни процеси, действително определените брой събития ще бъде различен при различни измервания. По повтарения на един и същ експеримент средният брой събития и към очаквания (ако пресмятанията са верни). Така можем експериментално да определим вероятността, с която се наблюдават събития, като m е математическото очакване и е средното за n брой наблюдения. В граничния случай тази вероятност с разпределението на Пуасон:

$$P(n, m) = \frac{m^n e^{-m}}{n!}$$

табл. 2.8). Това разпределение има средно m (както се изчислява дисперсия m). Част от разпределението е показано на фиг. 2.10 и 2.15. Тези разпределения се апроксимират добре с гаусови функции.

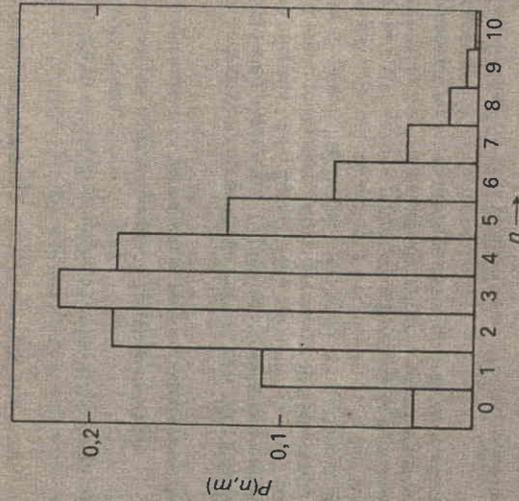
Фиг. 2.8. Мнемонично правило за запомняне на разпределението на Пуасон $P(n, m)$ в израза $1 = \exp(-m) \exp(+m)$ по разбиване в ред $\exp(+m)$ получаваме

$$1 = \exp(-m) + m \exp(-m) + \frac{m^2}{2!} \exp(-m) + \dots + \frac{m^n}{n!} \exp(-m) + \dots$$

Членовете на последното представяне се изразяват по следния начин:

$$1 = P(0, m) + P(1, m) + P(2, m) + \dots + P(n, m) + \dots$$

Съответно членът $P(n, m)$ в произведението на $\exp(-m)$ с $(n+1)$ -ия член от развитието на $\exp(+m)$.



дисперсия и дисперсия (средно стандартно отклонение) \sqrt{m} . Така, например, едно измерване с вероятност 30% може да даде резултат в областта 90 и 110.

Особено важно е да се знае m и направим измерване, което дава n резултат, нашата най-добра оценка за m е n , а за грешката е \sqrt{n} . Това означава, че тази грешка навлиза в стойностите на сечените и скоростите за преход, ако това са величини, които се определят в измерването n .

Фиг. 2.15 е приложение на статистиката на Пуасон към един експеримент. Задача 2.16 също включва тази статистика.

ЗАДАЧИ

2.1. Частички на масици регистрира средно 0.453 импулса в секунда. Каква е вероятността да регистрира 2 в секунда?

2.2. Частички на масици регистрира 1236 събития за 10 минути, така че най-добрата оценка на броя на събитията на секунда е 2.06 в секунда. Оценете грешката на тази експериментална оценка на броя на събитията и вероятността това измерване да даде стойност, която е по-голяма от стандартното отклонение. Предположете, че пуасоновото разпределение е валидно за резултатите се апроксимира с гаусово разпределение със средно m и стандартно отклонение \sqrt{m} .

2.3. Частичка с маса M и скорост v преминава близо до ядро на атом с пореден номер Z и заряд e . Прицелният параметър на α -частицата е b и тя се отклонява под ъгъл θ . Изведете следния приближителен израз, валиден за малки θ :

$$\theta = \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 M v^2 b} \right)$$

2.4. Частичка с маса m и скорост $v = 2 \cdot 10^7$ m/s пада перпендикулярно върху златен слой с дебелина $L = 79$ Å, $A = 197$, плътност $1.9 \cdot 10^4$ kg/m³. Оценете частта от α -частици, които са отклонени от слоя, при което възълът на разсейване, когато преминава през слоя, е най-малко 10° .

2.5. Изведете следния приближителен израз, валиден за малки θ .

2.6. Taylor, B.N. (1987) The 1986 adjustment of the fundamental constants. *Reviews of Modern Physics*, 59, (1987) 1121-48.

2.7. A.H. Rosenfeld, R.A. Schuler. (1966) *Nuclear Physics*. University of Chicago Press. (Notes compiled by J.P. Neveu-René, M. (1966). *Physical Review*, 133, 35-35.

Размер и форма на ядрата

1.1. Размер на ядрата

Тази глава се отнася основно до размера на ядрата и как е разположена ядрената материя вътре в една сфера, ако ядрото е сферично. Важният въпрос, дали ядрата са сферични, обсъждаме незабавно накратко в раздел 3.9.

Ще започнем с разглеждане на това, какво разбираме под размер на ядрото. В атомната физика границата на един атом не е рязка, аго вълновата функция на електроните намалява монотонно. Следователно трябва да имаме наум, че аналогична ситуация се очаква в ядрената физика. Както видяхме, когато Ръдърфорд изследвал разсейването на α -частици от злато, експерименталните му резултати изглеждали добре с предсказанията, в които се предполага, че действително се дължи на кулоновата сила, действаща между ядрени частици. И така за златна мишена и за достъпните по онова време енергии на α -частиците, за които разстоянията на доближаване до ядрата са големи, Ръдърфорд не е наблюдавал отклонения, указващи на отклоненията и златното ядро не взаимодействат като точкови мишени от леки ядра Ръдърфорд наблюдавал отклонения, поради което, че кулоновият закон се нарушава при доближаване на частици до ядрото на мишената на разстояние, по-малко от класически радиуса на ядрото и което се оценява на около 10^{-14} m. Отклоненията се наблюдават при малки разстояния между α -частиците и ядрата на мишената, т.е. първо, крайните разпределения на зарядите се нарушават и второ, защото ядрените сили, които съществуват между ядрата и α -частиците, започват да играят роля. При това положение възниква един въпрос: какъв размер измерваме при изследването на ядрените ефекти? Необходимо е да правим разлика между разпределението на източниците на електрично поле (заряди) и източниците на ядреното поле (които ще наричаме ядрена материя), въпреки че двете източници вероятно са много подобни. За да успеем, трябва да изследваме пробен обект, който е чувствителен само към едното от двете разпределения. Експериментално е установено, че ядреното поле (заряди) взаимодейства с електричните сили не му действат. Обратно, неутронът е електрично неутрален, но ядрените сили му действат. Така, отделийки експериментално ядреното поле от зарядите, можем по принцип да измерим тези две разпределения. В следващите раздели ще обсъдим измерването на зарядовото разпределение, а след това и разпределението на ядрената материя.

От резултатите на Ръдърфорд можем да направим един важен извод: за разстояния, по-големи от порядъка на 10^{-14} m, разсейването на α -частиците се определя от кулоновия потенциал и следователно променя като $1/r$. При по-малки доближавания големите ядрени сили преобладават и вземат връх над кулоновите сили. Това означава, че ядрените сили не само са по-големи на тези разстояния, но и потенциалът им намалява по-бързо от $1/r$. Такива сили наричаме ядрени сили. Ще разгледаме по-късно как се измерват ядрените сили.

Разпределение на електрони от ядра

В тази глава ще разгледаме до извода, че изучаването на електронното разпределение е методът, който определя разпределението на източниците на електростатичното поле на ядрото. Разсейвания на β -частици са свързани от естественорадиоактивни материали, са наблюдавани в първите изследвания на природната радиоактивност. Електронни частици обаче не са моноенергетични, имат малък импулс и следователно се разсейват на големи ъгли при еднократни стъпковеностепенни разсейвания и многократни разсейвания. Тези им свойства не позволяват да се получат чисти резултати от първите измервания на електронно разсейване. Разсейването на високоенергетични електрони (> 100 MeV) е важно средство за определяне на ядрените параметри. Ще използваме на релативистичната квантова механика Мотел-Хелмхолца формула за диференциалното сечение на еластично разсейване на релативистични електрони, която е аналогична на формулата на Ръдърфорд за α -частици. В табл. 3.2 е написана формулата на Ръдърфорд и под нея формулата на Мотел-Хелмхолца, която пренебрегва размера на ядрата и отката им, но тъй като ядрените сили не действат на релативистичната теория на Дирак за електроните, използваме и сина на електрона.

Разпределение на електричния заряд в ядрото

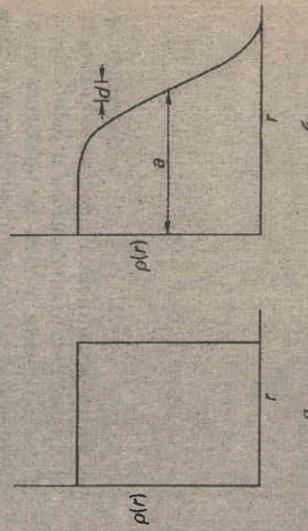
В тази глава ще разгледаме до извода, че изучаването на електричното разпределение е методът, който определя разпределението на източниците на електростатичното поле на ядрото. Разсейвания на β -частици са свързани от естественорадиоактивни материали, са наблюдавани в първите изследвания на природната радиоактивност. Електронни частици обаче не са моноенергетични, имат малък импулс и следователно се разсейват на големи ъгли при еднократни стъпковеностепенни разсейвания и многократни разсейвания. Тези им свойства не позволяват да се получат чисти резултати от първите измервания на електронно разсейване. Разсейването на високоенергетични електрони (> 100 MeV) е важно средство за определяне на ядрените параметри. Ще използваме на релативистичната квантова механика Мотел-Хелмхолца формула за диференциалното сечение на еластично разсейване на релативистични електрони, която е аналогична на формулата на Ръдърфорд за α -частици. В табл. 3.2 е написана формулата на Ръдърфорд и под нея формулата на Мотел-Хелмхолца, която пренебрегва размера на ядрата и отката им, но тъй като ядрените сили не действат на релативистичната теория на Дирак за електроните, използваме и сина на електрона.

Два модела за радиалното разпределение на електричния заряд:

$$\rho(r) = \rho_0, r < a,$$

$$\rho(r) = 0, r > a.$$

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-a}{d}\right)}$$



Два модела за радиалното разпределение на електричния заряд:

а) $\rho(r) = \rho_0, r < a$
 $\rho(r) = 0, r > a$

б) $\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-a}{d}\right)}$

ако ядрото на нива $r = a \pm d/2$ са съответно 62,2 и 37,8% от плътността на ядрената част. Широчината на областта, в която спада от 90 до 10%, е $4,39 d$. Формата на линията съответства на формулата на Саксън-Уудс. Плътността ρ_0 на заряда е определена от ядрените сили.

Ядрена сила. Силата, която свързва съставните частници на ядрото. На разстояние r , плътни за неутроните и протоните в ядрото, ядрената сила е много по-интензивна от кулоновата сила между два протона на същото разстояние и по-тази причина се нарича „силна“.

Късорегионни сили. Силите се наричат късорегионни, ако съответстващият им потенциал намалява с разстоянието от източника по-бързо от $1/r$. Ако потенциалът се променя като $\exp(-ar)/r$, тогава обхватът им на действие е $1/a$. Ето защо се казва, че кулоновият потенциал има безкраен обхват.

Разпределение на Сакон-Уугс. Математическо предсказание на разпределението на ядреня заряд или на потенциалта на ядрото, които описва силното взаимодействие. То е

$$\frac{1}{1 + \exp\left[\frac{r-a}{d}\right]}$$

където a е ядреният радиус, d описва повърхностната област на спадане на плътността и r е радиалното разстояние от центъра.

Формфактор. Този множител във формулата за сечението на разсейване описва пространственото разпределение на обменен заряд върху разсейващото на фотони или заредени частици.

Фиг. 3.2. Оптична картина на разсейването на електрон от ядро с краен размер с необходимото геометрично построение за пресметане на дифракционната картина на Фраунхофер

Как да отчетем крайния размер на ядрото, когато използваме муглата на Мот за разсейване на електрони? Отговорът е — да използваме, както в класическата оптика, където при извеждането на дифракционната формула (Fraunhofer) дифракция, дължаща се на отвор, протоните да се правят Фурье-трансформация на този отвор електронното разсейване отворът се замества със сферично равнинно на заряда. Приемаме, че ядрото има заряд Ze , където e е зарядът на протона. Ако зарядът е точков в $r = 0$, можем да си представим ядрото, разсеяна под ъгъл θ , който се дефинира с

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{Mott}} = Z^2 e^2 |f(\theta)|^2$$

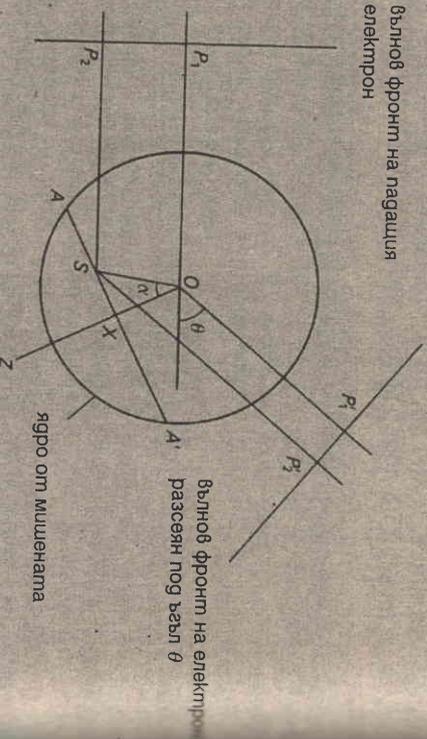
Ако зарядът е с пространствено разпределение, елементарен заряд $d(Ze)$ в точка r допринася за увеличаване на амплитудата $e^{i\delta} f(\theta) d(Ze)$, където δ е „оптичната“ фаза, получена в добавката нулевата фаза за точков заряд вследствие разсейване на ядрото от елементарен заряд, намиращ се в точка r .

Да разгледаме фиг. 3.2. Падащият и разсеяният електрон имат съответно \mathbf{p} и \mathbf{p}' с големина $p = |\mathbf{p}| = |\mathbf{p}'|$. Предметът се намира в центъра на ядрото. „Оптичният път“ P_1OP_1' е построен така, че да няма разлика в дължината на оптичните пътища от ядро O . Лъчът P_2SP_2' има равни ъгли на падане и отражение спрямо равнината $A'XA'$, която е перпендикулярна на OZ . Следователно дължината d на пътя е една и съща за всички лъчи, успоредни на P_1OP_1' и отразени от коя да е точка в равнината $A'XA'$. Тази дължина се дава с $d = 2OX \sin(\theta/2)$. Фазата $\delta = 2kd/\lambda$, където λ е дължината на вълната на Дьо Бройл. Редуцираната дължина на вълната е $\lambda/2\pi = \hbar/p$, така че

$$\delta = \frac{pd}{\hbar} = \frac{2pr \sin(\theta/2)}{\hbar} \quad OX = \frac{q}{\hbar} OX.$$

Да се върнем към точката S . Нека плътността на заряда е ρ , когато $r = OS$ (предполагаме сферична симетрия). Ако въведем дярни координати r, α, β , като поларната ос е по Z и $\angle SOZ = \alpha$, обемният елемент dV в S е $r^2 \sin \alpha dr d\alpha d\beta$ и зарядът е $\rho(r) dV$. Елементарен заряд увеличава амплитудата по следния начин:

Вълнов фронт на падащия електрон



Вълнов фронт на електрон разсеян под ъгъл θ

ядро от мишената

заряд $\times f(\theta) \times e^{i\delta}$

$$= \rho(r) r^2 \sin \alpha dr d\alpha d\beta f(\theta) e^{i\delta}$$

така съдържа $q \cdot r$, защото $q(OX) = q r \cos \alpha = q r \sin \alpha$ радиусна амплитуда е

$$A(\theta) = f(\theta) \int \int \int \rho(r) r^2 \sin \alpha dr d\alpha d\beta e^{i\delta}$$

ририето е по обема на ядрото. Интегрирането по около OZ е тривиално, защото точката S самата $A'XA'$, за която $q \cdot r$ е константа:

$$A(\theta) = f(\theta) \int \int \int 2\pi r(r)^2 \sin \alpha dr d\alpha e^{i\delta}$$

получаваме

$$Ze = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} 2\pi r(r)^2 \sin \alpha dr d\alpha$$

можем да напишем

$$A(\theta) = Zef(\theta) \frac{\int \int \int \rho(r) r^2 \sin \alpha dr d\alpha e^{i\delta}}{\int \int \int \rho(r) r^2 \sin \alpha dr d\alpha} = Zef(\theta)F(\theta)$$

тук само амплитудата $Zef(\theta)$ за разсейване на Мот (Mott) е променя с множител $F(\theta)$ и сечението на разсейване

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |F(\theta)|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\text{Mott}}$$

Формфактор $F(\theta)$ се нарича формфактор. (Това е име, на което се използва за разсейване на рентгеновите лъчи.) Формално

$$F(\theta) = \frac{\int \int \int \rho(r) e^{i\delta} dV}{\int \int \int \rho(r) dV} = \frac{1}{Ze} \int \int \int \rho(r) e^{i\delta} dV$$

когато $\theta \rightarrow 0$, $q \rightarrow 0$ и $F(0) = 1$. Тъй като функцията свързана с q , а не на θ , обикновено се пише $F(q)$. Забелязваме, че $F(q^2)$ е Фурье-трансформация на плътността на заряда (спомнете си оптичното описание на дифракция). Тези идеи и формули са представени в табл. 3.1.

Можем да кажем какъв е смисълът на тази формула.

Когато $q \rightarrow 0$, $F(q^2) \rightarrow 1$ и разсейването не се разглежда

тогава за точково ядро. Когато q нараства, осцилационната компонента в уравнение (3.2), което е за случай на

Фиг. 3.1. Формфакторът е резултат на пространственото разпределение на ядрения заряд диференциално сечение на еластично разсейване на електрони намалява в сравнение с това за по-голям ъгъл с множител, който представлява квадрата на формфактора.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rightarrow F(q^2) \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

ето формфакторът е

$$F(q^2) = \frac{1}{Ze} \iiint \rho(r) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} dV$$

е предаденият импулс, $q = |\mathbf{q}|$, а $\rho(r)$ е плътността на заряда. Обемният интеграл изчислява върху цялото ядро. Ако ядрото е сферичносиметрично,

$$F(q^2) = \frac{4\pi\hbar}{Ze q} \int_0^R \rho(r) r \sin\left(\frac{qr}{\hbar}\right) dr$$

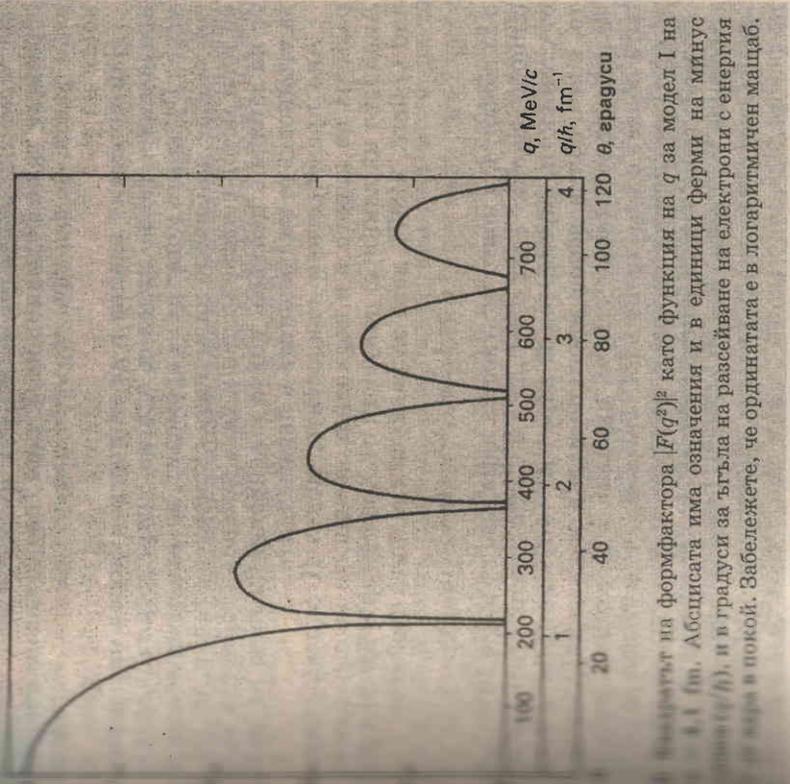
ро, правят стойността на $F(q^2)$ по-малка от 1. В резултат на разсейването намалява. Това не е неочаквано: пространственото разпределение на заряда диференциално сечение на еластично разсейване на електрони намалява в сравнение с това за по-голям ъгъл с множител, който представлява квадрата на формфактора.

Понеже знаем приблизителния размер на ядрата, $R < 10$ fm, може да оценим големината на q , необходима да регистрира значително намаление в разсейването, което съвпада с крайния размер. Искаме qR/\hbar да бъде от порядъка на 1, така че $q \approx \hbar/R$. Като си спомним, че $\hbar c = 197$ MeVfm, дееляме $q > 20$ MeV/c. За да постигнем това пренасяне на импулс при ъгъл на разсейване 30° , трябва първоначалната скорост на електроните да бъде 40 MeV. В действителност това е съвсем точно, тъй като ядрените радиуси са по-малки от 10 fm и ние искаме да изследваме подробности при разсейване с висока способност, по-добра от 1 fm. Следователно ще ни трябва електрон с енергия 200 MeV/c. Първото подробно измерване на разсейване на електрони с енергия 150 MeV, а в по-късните години е достигната енергия 500 MeV.

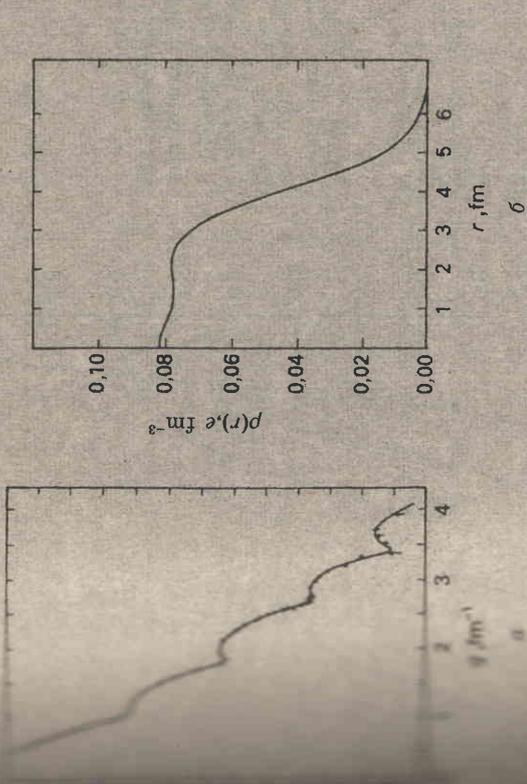
Как изглежда $F(q^2)$? Като упражнение покажете (зад. 3.1) формфакторът за модел I е

$$F(q^2) = \frac{3\{\sin x - x \cos x\}}{x^3}, \quad x = \frac{qa}{\hbar}$$

ози израз изглежда доста сложен, но в действителност това е проста тригонометрична функция $j_1(x)$. Квадратът на тази функция е сечение, с който сечението на разсейване от точково ядро, по-голямо от a , намалява. Този множител е даден на фиг. 3.3 за атомно ядро $^{58}_{28}\text{Ni}$ и енергия на падащите електрони 450 MeV. Скалата по хоризонталната ос е qa/\hbar , за $q/\hbar = 1/\text{fm}$, за $\theta = 90^\circ$ и 95° . Както се вижда, че няма дифракция при $27, 48, 69$ и 95° . Характерно за образец с резки граници. На фиг. 3.4а е дадено сечение на взаимодействие: то показва дифракционни минимуми за стойности на q , предсказани от модел I. На същата фигура е нанесена фитираща крива, получена от модел II. Омякотените ръбове на разпределението попадат в минимума на модел I. Омякотените минимуми и дават резултат, който е по-близък до действителното разпределение, отколкото предсказва модел I.



Фиг. 3.1. Квадратът на формфактора $F(q^2)^2$ като функция на q за модел I на разсейване на електрони с енергия 450 MeV от $^{58}_{28}\text{Ni}$ (а). Положението на дифракционните минимуми трябва да съвпадне с това от числената за зарядовото разпределение, показано в (б), което е близко до нашия модел II (Sick et al., 1975).



Фиг. 3.3. Непрекъснатата линия е изчислена за зарядовото разпределение, показано в (б), което е близко до нашия модел II (Sick et al., 1975).

Фиг. 3.4. Измереното диференциално сечение на разсейване $d\sigma/d\Omega$ на електрони с енергия 450 MeV от $^{58}_{28}\text{Ni}$ (а). Положението на дифракционните минимуми трябва да съвпадне с това от числената за зарядовото разпределение, показано в (б), което е близко до нашия модел II (Sick et al., 1975).

структура на ядрото или други свойства на ядрената материя. Препоръчват се измервания с избрани ядра и с голямо предаване на импулс (до 800 MeV/c). Част от резултатите са показани на фиг. 3.5. Ясно е, че нашият модел II е твърде опростен.

Невините предположения, които правим, като използваме формулата на Мот, са изброени в табл. 3.2. След всяка от точките правим кратко обсъждане. В случаите, където се прави опростяване, се очаква, че по-сложното разглеждане ще подобри определено-рядово разпределение. Такива разглеждания обаче не променят драстично резултатите, които са ни нужни.

3.3. Мотивно отгестване

Разликата на оптичните преходи в атомната физика може да се измерва с извънредно голяма точност. Ако беше възможно да се измерват вълновите функции на електроните, като се вземе предвид трансферното разпределение на ядрения заряд, параметри-за на това разпределение биха могли да се променят, докато из-

меренията на разсейване на Ръдърфорд и Мот

за ядрения заряд са диференциалното ълбово сечение на еластично разсейване на електронна частичка, безспинова частичка с единичен заряд, импулс P , скорост v от

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2 \hbar^2 c^2}{4P^2 v^2} \text{cosec}^4(\theta/2).$$

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha^2 \hbar^2 c^2}{4P^2 v^2} \text{cosec}^4(\theta/2) \left[1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2(\theta/2) \right].$$

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

където α е фини константа, \hbar е константа на Планк, c е скоростта на светлината, θ е ъгълът на разсейване.

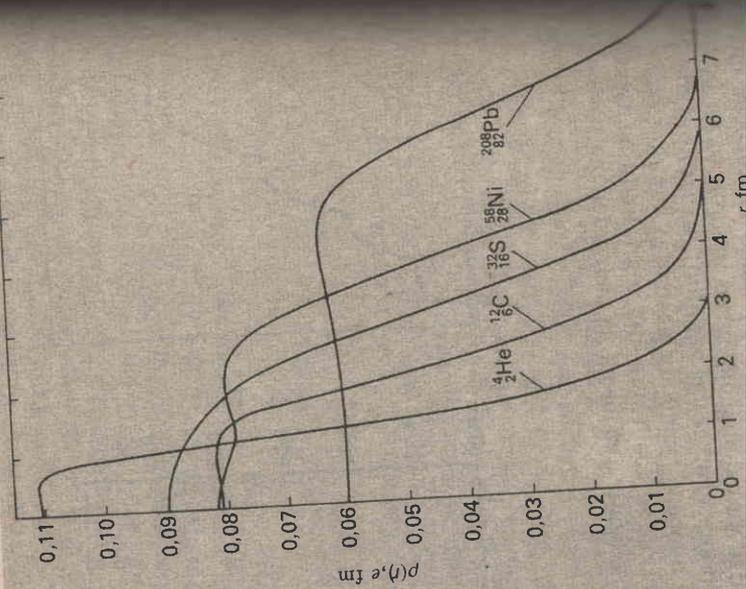
Забележката е, че тъй като $F(q^2)$ е Фурие-трансформация на $\rho(r)$, а $\rho(r)$ е Фурие-трансформация на $\rho(r)$, може да получим $\rho(r)$ чрез обратната трансформация на Фурие. Това се оказва невъзможно стори ради факта, че формфакторът се измерва само за определени стойности на q^2 .

Най-простият анализ е да се построи модел на зарядовото разпределение. Такъв модел се описва с параметри (например a и d в модел II), които могат да се променят, докато изчисленият формфактор опитно най-добре наличните експериментални данни. Знаем, че този метод е несвършен и дава неверни стойности за плътността на заряда в центъра, както и неправилни нива на достоверност за стойностите на грешките в параметрите.

Ако пренебрегнем грешките, модел II описва умерено деформирани ядра и е подходящ за нашите непосредствени цели. Анализът на данните, получени от Хофщатер и Колард (Hofstadter and Collard, 1967), дава за радиуса следната стойност:

$$a = 1,18 A^{1/3} - 0,48 \text{ fm},$$

а за областта, в която плътността намалява от 90 до 10%, $2,4 \pm 0,3$ (според Саксън-Уудс $d = 0,55 \pm 0,07 \text{ fm}$), като \pm означава областта от стойности, определена за ядра с $A > 40$, а не грешка в измерването, която обикновено е много по-малка от указаните числа. Полюсът на d е значително по-голям промени в дебелината на повърхността област с изменение на A . Тъй като обемът зависи от A , а d е почти постоянен, можем да очакваме, че в рамките на периодичната система от Z , можем да очакваме, че в рамките на периодичната система плътността на заряда в централната област намалява, както $2Z$ сравнение със стойността си за $Z = N$. В леките ядра обаче повърхността област заема голяма част от цялото ядро и областта на повърхността разпределение е много ограничена. Освен това в плътността



и на зарядовото разпределение, по-точно разстояние, при разделянето в неопределеността в около 10% и намалено. Ясно е, че нашите данни са адаптирани (Dreher et al., 1974), (Sick, 1974).

ЗАДАЧИ

- 3.1. Покажете, че за сферичносиметрично зарядово разпределение
- $$\frac{dF(q^2)}{dq^2} = -\frac{\langle r^2 \rangle}{6\hbar^2} q^2 = 0$$
- където $\langle r^2 \rangle$ е средната квадратична стойност на зарядовия радиус. (Указание: използвайте $\sin(qr/\hbar)$ във формулата от табл. 3.1.)
- 3.2. Покажете, че формфакторът за разпределението на заряда в модел 1 е
- $$F(q^2) = \frac{3[\sin(qa/\hbar) - (qa/\hbar)\cos(qa/\hbar)]}{(qa/\hbar)^3}$$
- 3.3. Намерете формфактора за разпределението на заряда
- $$\rho(r) = \rho_0 e^{-r/a} / r.$$
- 3.4. Електрон с импулс 330 MeV/c се разсейва на ъгъл 10° от ядро на калций. Предполагаме, че няма откат, намерете предадения импулс и съответстващата предадена вълна на Дьо Бройл. Пресметнете също така диференциалното сечение M от (за точково ядро) и колко пъти това сечение ще се намали, ако калцийското ядро ($A = 40$) се опише с модел 1 с $a = 1,2 A^{1/3}$ fm.

исления и експерименталните стойности съвпадат. За същите тези изчисления не могат да се направят, тъй като теорията за многоелектронните системи не е достатъчно развита. (В следващите глави ще се натъкнем на обстоятелства, в които това положение се оказва благоприятно.) Всичко, което може да се направи, е да се измерят оптичните спектри на различните изотопи на елемента (постоянно Z). Когато A нараства при постоянно Z , разликите в ядрения заряд се променят. Промените във вълновите функции на спектралните линии се съгласуват с предсказанията на модел II, който и предпочитаме.

6. Рентгенова спектроскопия на мюонни атоми

Ед частичите, съществуващи в природата, се намират и теоретично могат да се разглеждат като тежки аналози на електроните в атома. Това са отрицателният и положителният мюон, и позитронът за по-кратко (раздел 9.10). Те имат маса, която е 207 пъти по-голяма от масата на електрона. Мюонът μ^- има свойствата на електрон с едно изключение: той се разпада в свободно състояние само след време на живот обаче е достатъчно голямо ($2 \cdot 10^{-6}$ s), за да може той да се използва в много полезни експерименти. Едновременно с това можем да получаваме достатъчно големи количества от тези мюонни атоми под формата на снопове с импулси ~ 28 MeV/c, а и по-големи снопове може да се облъчват подходящи материали и се наблюдава каква ще се случи. Мюонът μ^- навлиза във веществото, взаимодействайки с електроните и накрая се захваща в едно положително ядро. След това мюонът намалява енергията си и излъчва каскадно фотони (или като предизвиква други мюонни осеси, например излъчване на оже-електрони). Когато дойде до ядро с главно квантово число n около 4, орбитите на μ^- се разпадат въвтре в боровите орбити на най-нисколежащите електрони в атома, а излъчените характеристични рентгенови фотони са частта на твърдите γ -лъчи. Сега имаме състояние, което е много интересно: пределим: системата ядро- μ^- е почти напълно изолирана от

облъчващите я електрони и спектърът на рентгеновите лъчи е почти идентичен с този на атома. Мюонът се намира много близо до ядрото. На практика в случая на олово мюонната орбита е почти идентична с орбитата на ядрото. И така, разпределението на мюоните има значително влияние върху енергетичните нива на атома. Енергията на мюоните е определена на зарядовото разпределение. В екстремния случай $1s$ на мюона може да смути ядрото, тъй като внася отрицателен заряд в него.

Въпросът не е краят на историята, тъй като трябва да си зададем въпроса, а какво се случва накрая с μ^- ? Той или се аннигилира в ядрена реакция при взаимодействието с частта на ядрото. Разпадането е дадено в табл. 9.6, а реакцията е

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

логична на електронното захващане (раздел 5.3), но по-големи промени в ядрото. Смята се, че последният етап върху енергетичните нива чрез внасяне на допълнителни мюонии, непристъпи за електроните. Това е вярно, но мюоните са пренебрежими, както ще видим от следния аргумент. Мюоните са пренебрежими, защото средно време на живот около 10^{-6} s на мюона в олово има средно време на живот около 10^{-12} s. Следователно пертурбациите са дължи на взаимодействието, водещо до поглъщане на мюоните. В гл. 12 ще установим, че тази пертурбация е много по-малка от потенциалната енергия на електроните, въпреки че обикновено в електронната атомна физика се измери освен при някои необичайни случаи.

ЗАДАЧИ

1. Изчислете потенциалната енергия на електрон, намиращ се в центъра на атома с радиус $R = 1,2 A^{1/3}$ fm.
2. Изчислете потенциалната енергия на мюон, намиращ се около ядрото на ^{137}Ba в състояние $2s$, следните данни: атомно число на борвата орбита за μ^- , който се намира точно до ядрото $A = 208$, ако ядреният радиус е $1,2 A^{1/3}$ fm.
3. Изчислете потенциалната енергия на мюон, намиращ се около ядрото на ^{137}Ba в състояние $2s$, следните данни: атомно число на борвата орбита за μ^- , който се намира точно до ядрото $A = 208$, ако ядреният радиус е $1,2 A^{1/3}$ fm.
4. Изчислете потенциалната енергия на мюон, намиращ се около ядрото на ^{137}Ba в състояние $2s$, следните данни: атомно число на борвата орбита за μ^- , който се намира точно до ядрото $A = 208$, ако ядреният радиус е $1,2 A^{1/3}$ fm.
5. Изчислете потенциалната енергия на мюон, намиращ се около ядрото на ^{137}Ba в състояние $2s$, следните данни: атомно число на борвата орбита за μ^- , който се намира точно до ядрото $A = 208$, ако ядреният радиус е $1,2 A^{1/3}$ fm.

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \left[\frac{Z}{2r_0} \right]^3 \left(2 - Z \frac{r}{r_0} \right) e^{-Zr/2r_0}$$

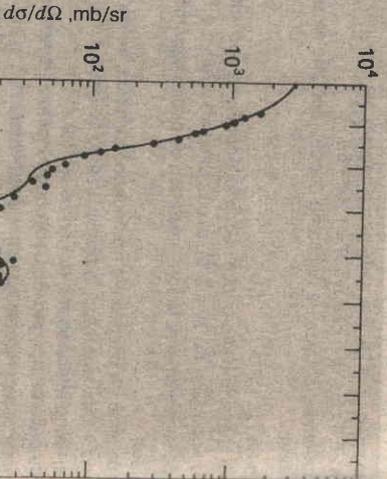
3.7. Размери на ядрата и разсейване

Както показвахме в раздел 3.4, с изучаването на електронното взаимодействие с ядрата може да се определи разпределението на електрически заряд в ядрата, а с изучаване на неутронното разсейване се определя разпределението на източниците на ядрената сила. (За кратки пишем да го наричаме разпределение на ядрената материя, въпреки че стигателност измерванията не трябва да се отграничават само от ядрената материя.)

Звоните на неутрони: могат да се включат и други частици — протони, α -частици (${}^4_2\text{He}$), деутрони (${}^2_1\text{H}$), триплети (${}^3_1\text{H}$), хелиеви ядра (${}^3_2\text{He}$) и някои дългоживущи елементарни частици. Използването на частици освен най-простите внася допълнителна неопределеност в резултата, която се дължи на собствените им краен размер. Особено изброените частици са заредени и разсейването е резултат от електрическия потенциал на ядрената и кулоновата сила. При високите скорости на падащите частици, използвани в тези изследвания (>10⁹ cm/s), кулоновият ефект не е за пренебрегване само при разсейване под малки ъгли. За останалите ъгли той представлява малка и изчислим корекция към преобладаващото ядрено разсейване.

На фиг. 3.6 е дадено ъгловото диференциално сечение на неутронно разсейване на неутрони с енергия 14 MeV от никел. Особено забележително е фактът, че дори и най-леките ядра са съставени от частици, които водят до забележима дифракционна интерференция. Този въпрос се основава на оптичния модел на ядрата. В този модел влиянието на ядрата върху преминаващите частици се описва като потенциална яма, която може да ги абсорбира. След задаване на потенциалната яма, разсейването може да се предскаже с решаване на Шрьодингер за несвързаните състояния на преминаващите частици.

Нека сега помислим кога разбирателно ни за ядрените сили трябва да сравним с това за електроматричните сили. Не забравяме факта, че дори и най-леките ядра са съставени от частици, които водят до забележима дифракционна интерференция. Този въпрос се основава на оптичния модел на ядрата. В този модел влиянието на ядрата върху преминаващите частици се описва като потенциална яма, която може да ги абсорбира. След задаване на потенциалната яма, разсейването може да се предскаже с решаване на Шрьодингер за несвързаните състояния на преминаващите частици.



Фиг. 3.6. Измереното диференциално сечение (точките) на разсейване на неутрони с енергия 14 MeV от никел в зависимост от ъгъла на еластично разсейване в система център на масата. Непрекъснатата линия е изчислена за даден набор параметри в оптичния модел. Предвиденият импулс, който отговаря на дифракционните минимума при 68 и 110° е съответно 179 MeV/c и 262 MeV/c ($q/\hbar = 0,91$ и $1,33$ 1/fm). Те не съвпадат с минимума, получени при разсейването на електрони (фиг. 3.4), тъй като потенциалното на неутронната ядра от ядрената материя променя ефективната дифракционна апертура спрямо тази за електронното разсейване. (Фигурата е адаптирана от статията на Вауер (Вауер et al., 1963). Експерименталните грешки за измерените точки не са включени. Относителните грешки са от 5% за малки ъгли до 15% за големи ъгли. Общата неопределеност в стойността на абсолютното сечение е 10%.)

Потенциалната аналогия е разсейване и поглъщане на светлината в сфера. Ето защо моделът понякога се нарича *модел на сфера с дифузно разпределение на ядрената материя*. 3.3 даваме членовете на един типичен потенциал, с който се разсейването на неутрони и протони. Първата подробна обсъждаме, е, че той има имагинерна част, която описва поглъщането. Второто е, че потенциалът се дава с разпределението на ядрената материя. Както беше и при електронното разсейване, парата на потенциала се променят, докато се получи най-добри резултати. Тези няколко думи от експерименталните резултати. Тези няколко думи от опитно числените усилия на големия група хора (вж. Ходжкин, 1971), където е направен актуализиран обзор на проблемния въпрос). Резултатът е, че е трудно да се извлекат от малкото налични експерименти, но грубата оценка за потенциалта на потенциална на Саксън-Уудс е

$$a = 1,2 A^{1/3} \text{ fm}$$

$$d = 0,75 \text{ fm}.$$

Въпреки че за a и d се същата, която получихме от електронното разсейване, "Добелината" на слоя, в който намалява ядрената плътност, е много по-голяма от определена чрез разсейване на електрони. Например при $a = 0,55$ fm, степента на съвпадение е учудваща, като отчита параметрите на ядрения потенциал на разсейване зависят от разпределението на ядрената материя, но и от радиуса на ядрените сили, както и от размера на падащите частици.

Фиг. 3.3. Пример за оптичен потенциал, описващ разсейването на протони от ядра.

$$V(r)$$

Кулонов потенциал само за протоните

$$V(r)$$

Ядрена потенциална яма

$$W(r)$$

Имагинерен потенциал, описващ поглъщането на падащия нуклеон

$$V(r) = \frac{h^2}{2m_p c^2} \frac{1}{r} \frac{df_L(r)}{dr} L \cdot S$$

спин-орбитално взаимодействие

Параметрите V , W и V_s се променят с енергията, както се очаква. Параметър $\left(\frac{h}{m_p c}\right)^2$ има размерност на площ, равна на (2,00 fm)², и свързваща с дължината на вълната λ .

Масата m_p е на зарядения протон (вж. раздел 9.10). Този множител свързва членът на потенциалта на члена в развита формула на потенциалта $V(r)$ с член V_s в развита формула на потенциалта $V_s(r)$. $f_L(r)$ обикновено се представяват във формата

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-a}{d}\right)}$$

което е потенциал на Саксън-Уудс. Възможно е f_0 и d да се променят с енергията, член в развита формула на потенциалта. Кулоновият член $V(r)$ се дефинира

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Оптичен модел. Това е модел за разпределението на ядрения заряд и материя и тяхното влияние върху разсейването на леки ядрени частици. Разсейването и поглъщането се описват с комплексна функция за потенциала, а задачите се решават с уравнението на Шрьодингер.

Модел на кристално кълбо с дифузно разпределение на ядрената материя. Описателно алтернативно наименование за оптичния модел.

Мащабна инвариантност. Ако сечението или скоростта на преход не зависят от параметър с размерност на дължина, казваме, че те са мащабно инвариантни. Сеченията на Ръдърфорд и на Мот са мащабно инвариантни.

3.8. Обзор на методите за определяне на ядрени размери

Накратко описахме някои от най-важните методи за определяне на размерите на ядрата. Читателят сигурно си представя ядрото като сфера с почти хомогенно разпределение на заряда и плътността на материята, като изключим приповърхностната област, където и двете разпределения спадат почти до нула в област около 2–3 ферми. Съвременните познания в тази област на физиката показват, че описаната картина е приемлива само за средни и тежки ядра. За леки ядра ($A < 20$) параметърът a в потенциала на Саксън–Уудс е сравним и дори малък от дебелината на приповърхностния слой ($\sim 4d$). Ето защото ролото се описва по-добре с разпределението си близо до повърхността отколкото с постоянното разпределение, валидно за обема.

Не описахме нито един от експерименталните методи за определяне на ядрените размери, чиито резултати използвахме, за да направим ключенията си в предния раздел. Хофщатер (Hofstadter, 1956) описва методите, които той и неговите сътрудници са използвали в първото точно измерване чрез разсейване на електрони. Принципно методът се е променил оттогава, а има само подобрения в техниката. В последно време бяха изследвани и други свойства на ядрената материя освен зарядовото разпределение с помощта на нееластично разсейване на електрони от различни ядра с енергии, променящи се в широк диапазон.

Тук можем да направим интересен коментар към формулите на Ръдърфорд и Мот за ъгловото диференциално сечение на разсейване. Сечението отразява големината на зарядите на взаимодействащите частици, както и спадането на потенциала с разстоянието $1/r$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 mv^2} \right)^2 \text{cosec}^4(\theta/2).$$

В тази формула няма зависимост от дължина. Размерността на площта получава от множителя $(\hbar c/\text{първоначална кинетична енергия})^2$. Следователно формулата описва разсейване на точкови обекти. Казва се, че е мащабно инвариантна. Когато едната или и двете частици имат размер, формулата трябва да се допълни, както установихме, с множителя $F(q^2)$. Този множител сам по себе си е безразмерен, но е функция от величината q^2 , която има размерност $(\hbar/\text{дължина})^2$. Той следователно трябва да съдържа параметър, който се свързва с дължина. Включването на формфактора нарушава мащабната инвариантност.

Това е първото ни сблъскване с идеята за мащабната инвариантност. Където и да се появи в нашето изложение, ще ѝ обръщаме специално внимание. В тази област на физиката има тенденция за кращаване на термините и затова често, вместо да се казва, че „сечението е мащабно инвариантно“, се казва, че „сечението се мащабира“. Какъвто и термин да се използва обаче, смисълът е, че имаме работен процес, в който взаимодействието е между точкови частици. Други примери са дадени на фиг. 10.10 и в разделите 9.5, 10.10 и 12.11.

3.9. Форма на ядрата

В началото на тази глава подсказахме, че ядрата може би не са сферичносиметрични, въпреки че продължихме да ги разглеждаме като че ли са такива. На фиг. 3.7 художникът е представил свободни възможни форми на ядрата. Има много издължени ядра. Как

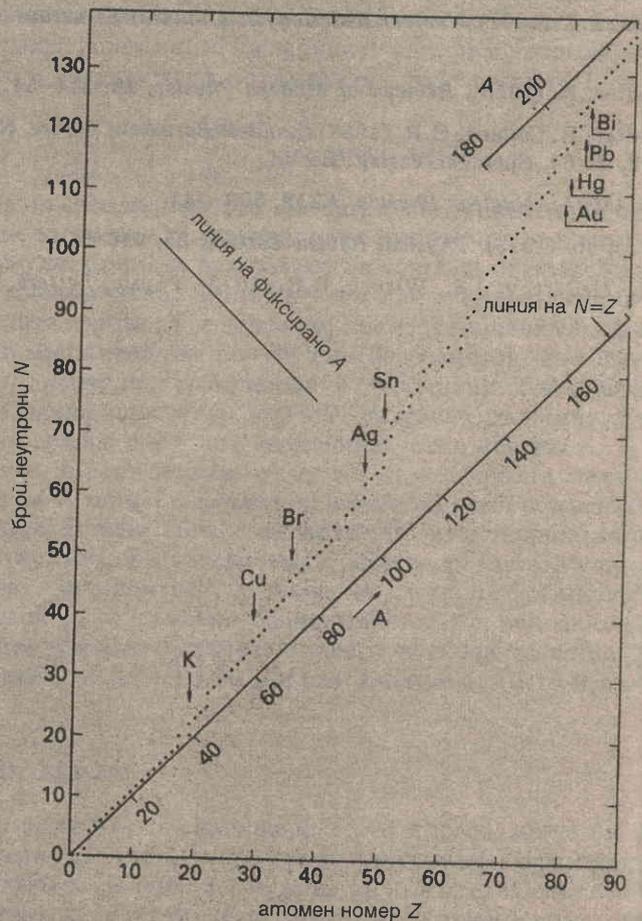
4

Маса на ядрата

4.1. Ядрата в природата

Срещащите се в природата елементи чак до оловото с три или четири изключения са стабилни. Те лежат на (или близо до) линията в равнината N, Z (линия на стабилност), за която броят на неутроните е равен на $Z, Z+1$ или $Z+2$ за ядрата до $A=35$ (изключение правят ${}^3\text{He}$, за които $N=Z-1$). След това N нараства по-бързо от Z , като оловото става $N=1,5Z$. Това е илюстрирано на фиг. 4.1, където са показани N и Z за стабилните ядра с нечетно A до $A=209$. Бил

Фиг. 4.1. Стабилни ядра с нечетно A . Всяка точка представлява стабилно ядро, изразено с координати (Z, N) . В раздел 5.4 ще покажем, че за ядра с нечетно A има само един стабилен изобар за всяка стойност на A . Поради това графиката е доста проста. Тя показва нарастване броя на неутроните спрямо броя на протоните с нарастване на A . Такова нарастване се наблюдава и при ядрата с четно A . Поради това че такива ядра имат по два стабилни изобара (даже в някои случаи по три), за да не се претрупва картината с точки, те не са включени в графиката. Тези точки биха се разположили около линията с точки за ядра с нечетно A . Линията, която минава през осредненото положение на точките в равнината Z, N , се нарича линия на стабилност.



ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Линия на стабилност. Това е линията в равнината Z, N , която съединява средните положения за всяко A на стабилните ядра.

Енергия на свързване на ядрото. Това е необходимата енергия, за да се разпръсне ядрото на съставляващите го нуклеони. Тя се дава с разликата между масата на всички разпръснати нуклеони и масата на свързаното ядро, умножена по c^2 .

Какво могат на ядрото в ядро, колкото се базира на поговорката между ядрото и течаща капка.

Полемична формула за масата

на ядрата се извежда от калкулацията на ядрото с въвеждане на някои квантово-механични изменения.

... защо стабилните ядра притежават това свойство ...

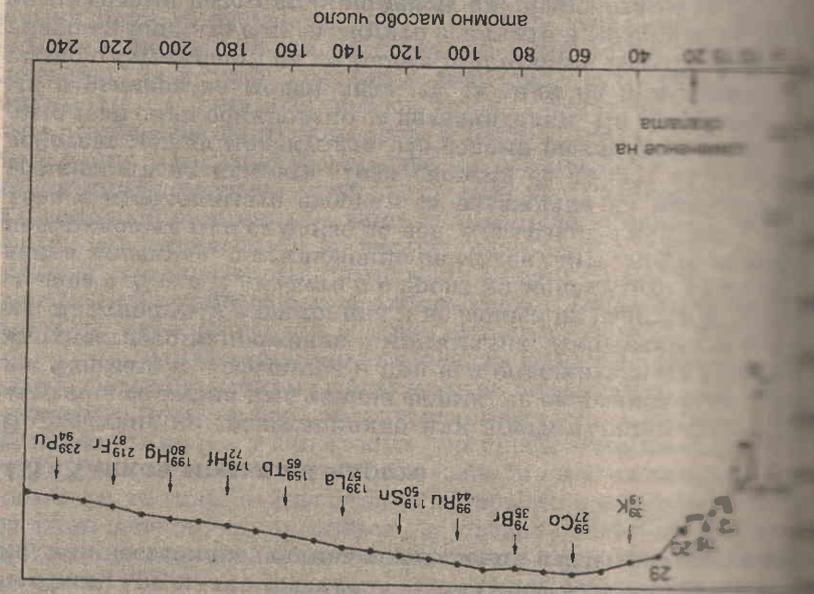
... ако въникнат ядра с N по-голямо или по-малко от това, те са нестабилни. Вижте икони също ...

... защо няма стабилни ядра с $A < 209$. В тази глава първата стъпка, като разгледаме въпроса за масата на ядрата, които дава формула за масата, използват много параметри, и който е изненадващо успешен.

... свързване на ядрото

... е приблизително $A M_H$, където M_H е масата на протона, да се сгрее само на ядрената маса, която обуславя масата на атома, и която означаваме $M(Z, A)c^2 = Z M_p c^2 + N M_n c^2 - B$.

... и енергията на ядрото са съответно M_p и M_n , а B е енергията на ядрото. Това е енергията, която е необходима за ...



... на свързване на нуклеона като функция на A за всички ...

... и за $A = 21$ и за $A = 29, 39, \dots$. За всяко от тези масови числа е ...

... ративните радиактивни ядра се намират при A , по-голямо ...

... от тези ядра има едно, което е стабилно по отношение- ...

... или захватване на електрон (раздел 5.3), въпреки че то ...

... на α -частици. Енергията на свързване именно на ...

... на графиката. Линията е просто начертана за преглед- ...

... се използва за точна интерполация (данните са взети от ... 1985)



209. E

... при ил

... иния в

... ядрон

... не пра

... от Z,

... 1, къ

дробяване на ядрото на Z протона и N неутрона. Забележете, използвали формулата на Айнщайн за еквивалентност между масата M и енергията E и енергия и по-нататък ще смятаме, че масата M и енергията E са взаимозаменяеми, без да възниква недоразумение. Фиг. 4.2 е показана ядрената енергия на свързване на един нуклон (A) като функция на A . Забележете поаята на няколко шипа: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{12}_6\text{C}$, ${}^{16}_8\text{O}$ и ${}^{20}_{10}\text{Ne}$, като след това функцията става сравнително равна и достига максимум около $8,7 \text{ MeV}$ при $A = 60$, след което бавно намалява и става около $7,6 \text{ MeV}$ при ура на. Детайлите на структурата ще разгледаме по-късно. Важно обстоятелство е, че за по-голяма част от периодичната система специфична енергия на свързване е почти постоянна. Друг факт, който ще разгледаме в последната глава, е, че плътността на ядрената материя е приблизително еднаква за почти всички ядрени системи.

Тези две свойства на ядрената материя приличат много на свойства на течна капка, а именно: постоянна енергия на свързване на нуклоните и действие на повърхностното енергийно взаимодействие. Тази аналогия е постоянна плътност на несъвместимите течности. Тази аналогия води до модел, наречен капков модел на ядрото, и до базисна формула за масата на ядрото — полуемпирична формула за масата. Този въпрос ще разгледаме в следващия раздел на глава 4. Когато правим сравнение, ще използваме изразите „по-силно свързан“ и „по-слабо свързан“, за да означим по-голяма или по-малка енергия на свързване. (Употребяват се и определенията „по-стабилно“ или „по-малко стабилен“). Но тъй като системата е или стабилна, или нестабилна, такива определения изглеждат малко неточни.

4.3. Капков модел на ядрото

В отсъствие на гравитационно или други външни полета енергията се капка има такава форма, че енергията E да е минимална. Формата E е сферична и при нея положителната енергия на свързване е минимална. Ако течността е несъвместима, плътността ρ е постоянна и не зависи от радиуса R . После се дава с $R \propto \rho^{-1/3}$, където ρ е броят на молекулите в капката. Всяка молекула, с изключение на молекулите в капката с енергия на свързване, е изваждана на молекулата. Това е необходимата енергия за изваждане на молекулата от капката. Тази енергия се дължи на силите между молекулите. На големи разстояния между молекулите тези сили обикновено са незначителни. На разстояния, които са по-малки от диаметъра на капката, силите са по-силно отблъскващи на по-малки разстояния. Ако приемем, че силите са нула, когато всичките N молекули са разположени на големи разстояния помежду си, енергията на капката е

$$-a_1 + 4\pi R^2 T,$$

където T е повърхностното напрежение на течността. Или, минималната енергия на свързване B на капката в зависимост от R е

$$B = a_1 - \beta n^{2/3},$$

където β съдържва всички константи на члена от повърхностното напрежение с изключение на зависимостта от R . Ако капката е сферична, повърхностният член, който

възниква потенциална енергия на разпределението на заряда. Зарядът е разпределен равномерно по повърхността, кулоновата енергия е $Q^2/8\pi\epsilon_0 R$. Ако зарядът е хомогенно разпределен в обема на капката, кулоновата енергия е $3Q^2/20\pi\epsilon_0 R$ (вж. зад. 4.1). Тази енергия намалява енергията на свързване и тя става

$$B = +a_1 n - \beta n^{2/3} - \gamma Q^2/n^{1/3},$$

където γ съдържа всички кулонови ефекти с изключение на зависимостта от Q и n .

Можем да разгледаме аналогията с ядрата. Допускаме, че ядрото е сферично;

ядрените в ядрото имат поведение, подобно на молекулите в капката — това ще рече, че съществуват късодействащи сили на привличане, които задържат заедно нуклеоните, и късодействащи сили на отблъскване, които възпрепятстват колапса на нуклеоните един върху друг;

ядрената плътност е постоянна.

Формулата може да напишем формула за енергията на свързване на ядрото $B(Z, A)$ чрез проста аналогия, като направим замяна A и $Q \rightarrow Z$:

$$B(Z, A) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2/A^{1/3},$$

където a_v и a_s сега са константи, подходящо подбрани за да работят в този случай; a_v е обемният член, a_s — повърхностният член.

Формула обаче е незадоволителна, тъй като предполага, че ядрото със $Z = 0$ има най-голяма енергия на свързване.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

Можем да разширим ядрения модел, като приемем, че ядрото е сферично и че ядрото е сферично.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Ето петте члена в полуемпиричната формула за енергията на свързване:

1. **Обемен член.** Този член отчита енергията на свързване на всички нуклеони, при което като че ли всеки нуклон е напълно заобиколен от други нуклеони.

2. **Повърхностен член.** Този член компенсира обемния член в енергията, поради това че не всички нуклеони са заобиколени от други нуклеони, а има такива, които лежат на повърхността на ядрото или са близо до нея.

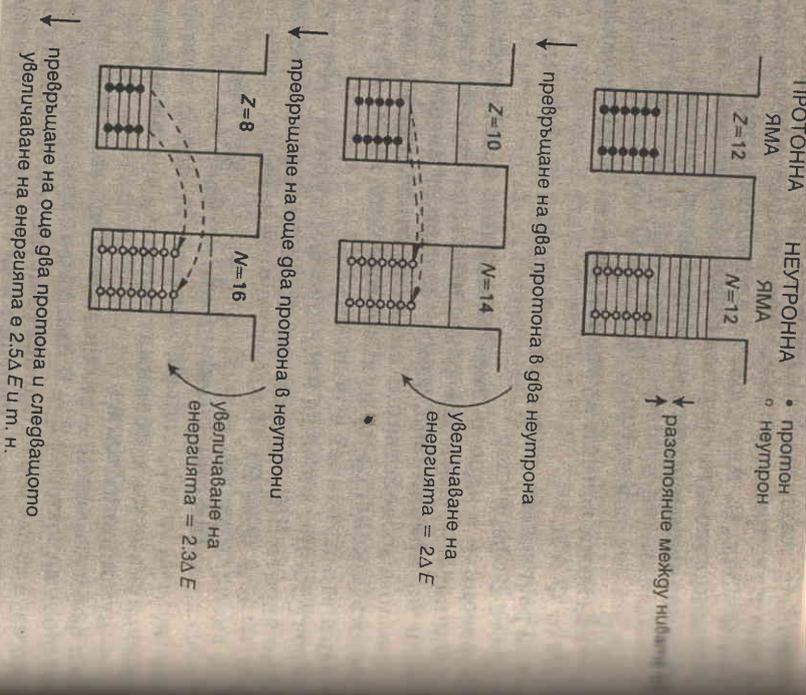
3. **Кулонов член.** Този член дава приноса на механичната потенциална енергия на ядрения заряд към енергията на ядрото.

4. **Член на асиметрията.** Този член отчита обстоятелството, че ако всички протони са еднакви, най-силно свързано ядро с дадено A е тогава, което е най-близо до линията $Z = N$.

5. **Член на свързването.** Този член отчита факта, че двойка еднакви нуклеони е по-силно свързана от двойка нееднакви нуклеони.

Отделителна енергия. Това е енергията, необходима да се извлече от ядрото определен тип съставляващи го частици, например неутрон, протон или α -частица.

Фиг. 4.3. Заселване на енергетичните нива в ядрото от протони (●) и неутрони (○) съгласно принципа на Паули, когато ядрото преминава от $Z=N$ към $N > Z$ при постоянно $A=Z+N$. Енергията, необходима за превръщане на два протона в два неутрона и поместване на неутроните в незастигнати енергетични нива, се увеличава след всяко такова превръщане (намалява неговото или увеличаването на енергията поради разликата в масите на неутрона и протона не е включено).



Ето защо изменението от $N-Z=0$ към $N > Z$ при постоянно $A=N$ изисква енергия $\sim (N-Z)^2 \Delta E/8$. Вершината енергията е независима от това, дали N или Z става по-голямо, което означава, че ако вместо това са по-здраво свързани в сравнение с ядрата, за които $N=Z$. Затова трябва да добавим член, който да намалява енергията на съответната яма са разположени едно от друго на разстояние, обикновено пропорционални на обема на ямата, можем да сметаме, че $\Delta E \propto A^{-1}$. Ето защо включваме член, намаляващ енергията на свързване ядрата, за които $Z \neq N$. Този член

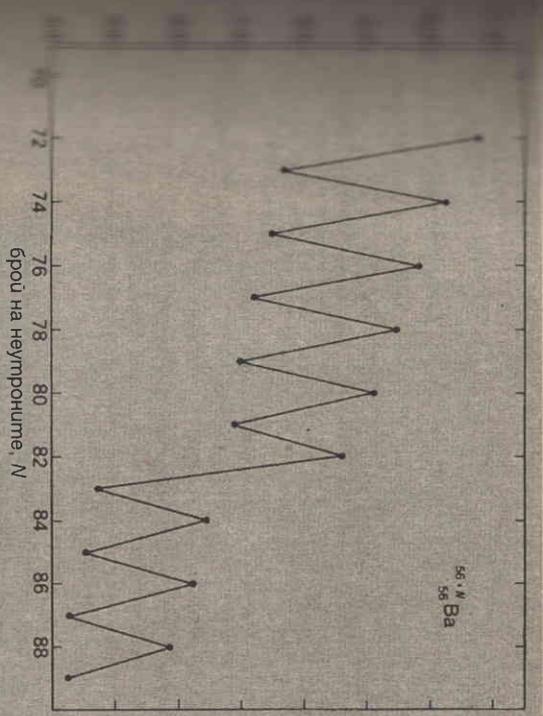
$$-a_A (Z - N)^2 / A,$$

се нарича член на асиметрията и трябва да се добави във формулата за енергията на свързване.

Остава последен член, който се нарича член на свързване. Отражава експериментално установеният факт, че два протона и два неутрона са винаги по-силно свързани от един протон и един неутрон (фиг. 4.4). Изглежда, че нуклеоните се "двойват". За ядро с нечетно A (четно Z , нечетно N или нечетно Z , четно N) този член се приема за нула. За четно A има два случая:

- 1) нечетно Z , четно N (ч-ч);
- 2) четно Z , четно N (ч-ч);

Енергията на свързване в случая 2 ще бъде по-голяма от тази в случая 1, затова във формулата за енергията на свързване ще добавим величината $\delta(Z, A)$ за случая 2 и ще я извадим за случая 1. Бор и Мотелсън (Bohr and Mottelson, 1969) по-късно



да доста голямо количество данни с точност, по-добри от тези, които са дадени в табл. 4.1. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$.

Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$.

Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$.

Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$. Показва, че енергията на свързване на нуклеоните в ядрото е почти еднаква за всички ядра с $A > 20$.

ОЗНАЧЕНИЯ

- Ядра с четно Z , четно N се наричат четно-четни (ч-ч).
- Ядра с нечетно Z , нечетно N се наричат четно-нечетни (ч-н).
- Ядра с четно Z , нечетно N се наричат нечетно-четни (н-ч) и обратното за груга случай.
- Ядра с четно A са (ч-ч) или (н-н). Ядра с нечетно A са (ч-н) или (н-ч).

Таблица 4.1. Полуемпирична формула за масата на ядрата

$$M(Z, A)c^2 = ZM_p c^2 + (A - Z)M_n c^2 - B(Z, A)$$

Масата на ядрото се изразява
разликата между масите на съставящите нуклеони и енергията на свързване

където

$$B(Z, A) = + a_v A - a_s A^{2/3} - a_A (A - 2Z)^2 / A - a_C Z^2 / A^{1/3} + \begin{cases} - a_p / A^{1/2} & \text{н-н ядра} \\ + 0 & \text{н-ч и ч-н ядра} \\ + a_p / A^{1/2} & \text{ч-ч ядра} \end{cases}$$

— член на обемната енергия
— член на повърхностната енергия
— член на асиметрията
— кулонов член
— член на сдвояване,

$M_p c^2$ = енергията в покой на протона = 938,280 MeV,

$M_n c^2$ = енергията в покой на неутрона = 939,573 MeV.

За предпочитане са следните стойности за коефициентите:

$$a_v = 15,56 \text{ MeV},$$

$$a_s = 17,23 \text{ MeV},$$

$$a_C = 0,697 \text{ MeV},$$

$$a_A = 23,285 \text{ MeV},$$

$$a_p = 12,0 \text{ MeV}.$$

За да получим атомната маса в покой, е нужно M_p , масата на протона, да се замени с M_H , масата на водородния атом, така че

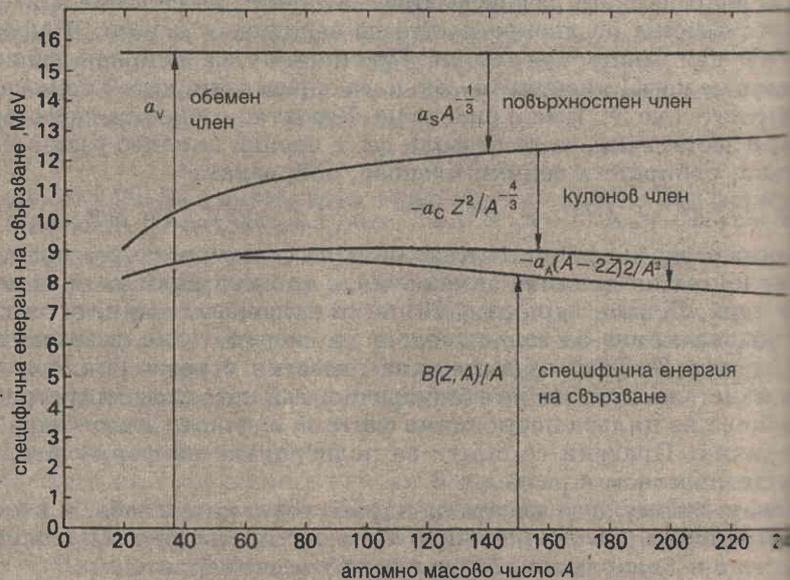
$$M(Z, A)c^2 = \text{масата на атома в покой} \approx ZM_H c^2 + (A - Z)M_n c^2 - B(Z, A).$$

(Забележка: приблизително равно, защото в тази формула се пренебрегва енергията на свързване на електроните в атома.)

$M_H c^2$ = масата в покой на атома на водорода = 938,791 MeV.

На фиг. 4.5. е показано как различните приноси (с изключение на сдвояването) се изменят с увеличаване на A . Изненадващо тази формула е добра за енергия на свързване от $A = 20$ до края на периодичната система с точност, по-добра от 1,5%. На фиг. 4.6. е показано за ядра с нечетно A .

Фиг. 4.5. Фигурата показва различните приноси с изключение на сдвояването в полуемпиричната формула за масата към енергията на свързване на нуклеон в зависимост от A .



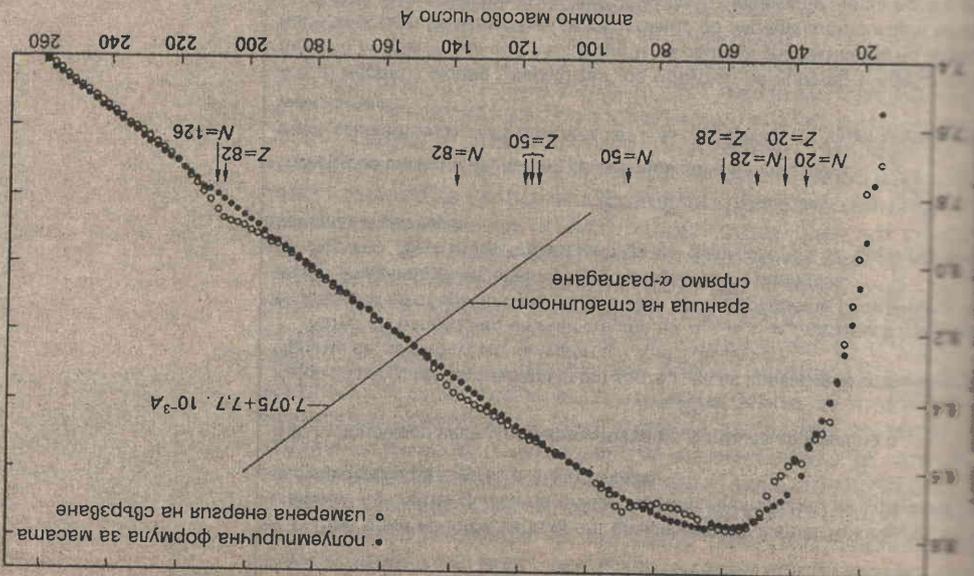
коэффициентите a се определят от експерименталните данни на свързване. Направени са обаче и опити от по-фундаментално разглеждане на ядрената енергия на свързване. Тук няма да проследим тези подходи, но приканваме читателя да направи това, като реши задачата 4.3 и значително по-трудна. В нея се прави опит за определяне на коэффициентите a на члена на асиметрия. Не се изненадвайте, ако получите резултат, който е твърде малък.

Кулонов и асиметричен член

В много книги и изпитни задачи вместо масата на атомната маса $M(Z, A)$ ще продължим да използваме за M само атомната маса на водородния атом, като се използва масата на водородния атом M_H и атомната енергия на свързване, която е неизвестна. Автоматично се включва и масата на протона, автоматично се включва и масата на неутрона, като се използва енергията на свързване, която е неизвестна. Така $M(Z, A)$ ще продължим да използваме за атомната маса. Последната ще означаваме с $M(Z, A)$. В много книги и изпитни задачи вместо масата на атомната маса $M(Z, A)$ ще продължим да използваме за M само атомната маса на водородния атом, като се използва масата на водородния атом M_H и атомната енергия на свързване, която е неизвестна. Автоматично се включва и масата на протона, автоматично се включва и масата на неутрона, като се използва енергията на свързване, която е неизвестна. Така $M(Z, A)$ ще продължим да използваме за атомната маса. Последната ще означаваме с $M(Z, A)$.

Най-добрият резултат за едно възможно не...

на ординатата ос е спуснатата надолу и че масштабът е значително увеличен. Вижда се, че въпреки някои отклонения формулата предсказва енергията на свързване на нуклеон за $A > 20$ с точност, която в повечето случаи е по-добра от $0,1 \text{ MeV}$. Правата линия, пресичаща кривата при $A=151$, дава границата на стабилност на ядрата спрямо α -разпадане (вж. раздел 5.4).



На...

20 до...

с из...

пред...

она, гв...

ване,

атри...

нама...

нама...

супте...

по се...

4.1. Ето една проста задача от електростатиката! Покажете, че потенциалната енергия, която се дължи на електростатичните сили на хомогенно зареден със заряд Q и радиус R , е $3Q^2/(20\pi\epsilon_0 R)$.

4.2. Кулоновият член в полумембранната формула за масата е $a_c Z^2/A^{1/3}$.

Като се използва резултатът от зав. 4.1, да се пресметне стойността на a_c . Према се, че радиусът на ядрото е $R = 1.24A^{1/3}$ fm.

Като се използват стойностите на a_c , a_s и a_n , дадени в табл. 4.1 и формулата на свързване на ^{181}Ta е 1454 MeV, проверете получената от вас стойност на a_c . Коментирайте евентуално появляващото се различие.

Ядрото ^{235}U може спонтанно да се гели (вж. гл. 6). Един от многото възможни канали на гелене е



Намерете енергията, която се освобождава в този канал.

(Адаптирана от изпита по физика през 1979 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордският университет)

4.3. В ядрения модел „ферми-газ“ се допуска, че ядрото е сфера с обем $V = (4/3)\pi R^3$ (нека $R = R_0 A^{1/3}$ fm с $R_0 = 1.2$ fm) и се решава уравнението на Шрьодингер, за да се намери броят на възможните състояния до дадена стойност на импулса p на възможните състояния е $4\pi p^3 V / (3(2\pi\hbar)^3)$. Покажете, че за ядро с еднакъв брой протони и неутрони енергията E_F на нивото на Ферми се дава с израза

$$E_F = \left(\frac{\hbar^2}{2MR_0} \right) \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{2/3} N^{2/3}$$

където M е масата на нуклеона. Пресметнете първата кинетична енергия на нивото в ядрото ^{16}O .

За ядро (Z, N) членът на асиметрия е $a_a (N - Z)^2 / A$. Като голюсим $|N - Z| \ll A$, приложете модела на Ферми, за да пресметнете a_a .

(Адаптирана от изпита по физика през 1978 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордският университет)

4.5. Обсъждане на полумембранната формула за масата на ядрото

Фактът, че формулата за масата описва толкова добре опита, чева, че направените допускания съдържат известна истина.

Най-важното обстоятелство е това, че обемният член в енергията на свързване е $a_v A$. Ако всеки нуклеон взаимодействаше с всеки в ядрото, този член щеше да е пропорционален на $A(A-1)$, т. е. пропорционален на броя на възможните нуклеонни двойки (аналогично кулоновия член, ако го смятаме пропорционален на $Z(Z-1)$). Проявянето на обемния член във вида $a_v A$ означава, че приемаме, че всеки нуклеон взаимодейства само с най-близките си съседни; постоянната плътност следва, че отдалеченото на един нуклеон от близките му съседни не зависи от A . Вярно това означава, че силите се наситват. Силите, които могат да се наситват, имат следното свойство: за система, чиято плътност се дължи на подобна сила, енергията на свързване е пропорционална на повърхнината на масата, а не на броя на съставляващите я елементи (като се пренебрегват повърхнинните ефекти). Познати примери са твърдите тела и течностите.

Между съставляващите ги молекули действат сили на привличане, подобни на Ван дер Ваалс, които имат къс радиус на действие (вж. разд. 3.1). Но при много малки разстояния между молекулите силите стават силно отблъскващи, така че не могат да действат на големи разстояния.

Примери за ненащищане се сили са кулоновото взаимодействие и силите на отблъскване на едно масивно тяло е пропорционален на $1/r^2$ (а не като Z). Приносът на гравитацията е пренебрежимо малък.

В отсъствие на други сили или когато масата е много голяма, гравитацията ще доведе до колапс на ядрото и до превръщането му в черна дупка. Връщането на насищане между нуклеоните, стига да доведе до насищане следва, че тя е сила с къс радиус на действие. Плътността на нуклеоните е приблизително еднаква във всички ядра.

Такова радиусът на действие трябва да е $1-2$ fm, така че средното разстояние между нуклеоните в ядрото да има нещо, което пречи все повече и повече на приближаването на ядрените сили.

В областта на действието на Паули неволно обикни. Въпреки че в по-ранните опити да се намери броят на възможните състояния до дадена енергия, нужният му интензитет е изглеждал пренебрежимо малък.

В ядрата са намерени по-приемливи решения. Ако се вземе предвид, че енергията на свързване на нуклеоните е около 8 MeV, а не $100-400$ MeV, беше установено, че енергията на свързване на нуклеоните е около 8 MeV, а не $100-400$ MeV.

Така че отблъскване между нуклеоните при разстояние около 0.5 fm. Така вече са налице всички необходими компоненти за насищане на ядрените сили.

В началото на насищане на ядрените сили дава система от леки ядра. Въпреки това, когато станат достатъчно големи, ядрата се превръщат в ядра с по-голям радиус на действие (вж. табл. 4.2). Ядрото ^{235}U и $A=4$ е здраво свързано. Петият нуклеон не е свързан.

Z, N	Енергия на свързване, MeV	Енергия на свързване/A, MeV
1, 1	2.22	1.11
1, 2	8.48	2.83
1, 3	12.1	4.03
2, 1	7.72	2.57
2, 2	28.30	7.07
2, 3	29.27	7.07
2, 4	29.27	7.32
3, 2	29.27	7.32
3, 3	32.00	5.33
3, 4	39.25	5.61
4, 3	37.60	5.37
4, 4	56.50	7.06

В енергията на свързване при ^{235}U следващият нуклеон може да се счита за невързан, защото енергията на свързване на един нуклеон е около 8 MeV, а не $100-400$ MeV. Така че отблъскване между нуклеоните при разстояние около 0.5 fm. Така вече са налице всички необходими компоненти за насищане на ядрените сили.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Насищане. Свойство на някои сили, проявяващо се в това, че многочленна система, свързана благоприятно на тях, има пълна енергия на свързване (при пренебрегване на повърхнинните ефекти), пропорционална на масата и или на броя на съставляващите я елементи.

Вибрационни състояния. Възбуждени състояния на ядрата, дължащи се на колебанията на нуклеоните, при което трепти формата на ядрото.

Романционни състояния. Възбуждени състояния на ядрата, които се дължат на въртенето на деформирания ядро.

Линия за отделяне на протон. Линията в равнината Z, N , върху която енергията за отделяне на протон е нула.

Линия за отделяне на неутрон. Линията в равнината Z, N , върху която енергията за отделяне на неутрон е нула.

Формула за масата и на полумемпиричната формула, която ще бъдат дадени примери в следващата глава, ролята на β -разпадането за определяне линията на α -разпадането и спонтанното деление на по-тежките ядра.

Този модел ще разгледаме слоестия модел на ядрото. Този модел се различава от капковия модел, че е твърде точно така с помощта на двата модела се прави опит да се обясни същата система. В осма глава ще разгледаме приликата на двата модела и ще се опита да обясним успеха.

Формула за масата е разширена, като в нея са включени Фирни ядрени ефекти. Това се прави, за да стане ясният модел на масите на ядра, които са далеч от линията. За всяко A има две точки, извън които ядрото не спирамо изпускане на нуклеона. Разположението на различни ядра от страната на голямо Z спрямо линията се нарича линия за отделяне на протон*, а на точките от страната на голямо N — линия за отделяне на неутрон. Тази линия е особено важна в r -процесите на звездите (вж. раздел 14.5). За пълното им описание е необходимо да се разгледа ядрата близо до линията за отделяне на неутрон. Такива ядра не могат да се разглеждат експериментално и затова е необходимо да се разгледа експериментално и базират се на полумемпиричната формула.

W. R. (1969) *Nuclear Structure*, Vol. I, 169-71. W. A. Benjamin, New York.

Audi, G. (1985). The 1985 determination of atomic masses. *Nuclear Physics A*, 435, 1-64.

Първите четири нуклеона. Това обстоятелство е причина нуклеон да се намира твърде далеч от радиуса на действие на силите. Поради това той изпитва по-слабо привличане. Пети и шест нуклеон се свързват, ако са неутрон и протон, и се образуват (или два неутрона, за да се образува ${}^2\text{He}$). Все пак е нужно да се образува един неутрон (протон) от хелиево ядро, е необходимо да се образува ${}^2\text{He}$ (19,8 MeV). Така че наблюдаваме изменение на зависимост от изменението на относителното движение.

Всички наши разсъждения за насищането обаче са приблизителни. Едно по-строго установяване ролята на въвеждане на причини за насищане изисква теоретично и количествено разглеждане, което е извън рамките на тази книга.

Поради естественото си моделът на течната капка не може да бъде по-определена информация за някои много важни статистични свойства. Много ядра имат спин (това е пълният ъглов момент) и този модел не може да каже много за спина с изключение това, че наличието на свояване и асиметрия предположава спина на спинове на нуклеоните, така че в резултат пълният спин ще бъде малък. Като следствие се очаква спинът на основното състояние на всички четно-четни ядра да бъде нула. В действителност това е така. Предположението за сферичност на ядрата обаче че те трябва да имат нулев електричен квадруполен момент ядра обаче притежават такъв момент (раздел 8.8), което показва че ядрата могат да имат постоянна деформация (несферичност) докато в модела няма нищо, което евентуално би причинило деформация.

Моделът допуска съществуването на възбудени състояния, които отговарят на различни начини на вибриране на течна капка. Най-простите възможни състояния съответстват на стоящи вълни върху повърхността на ядрото и се наричат **вибрационни състояния**. Те са един от възможните видове колективни движения, които може да извършва ядрото. Вибрационното състояние е движение в смисъл, че движението на съставящите ядрото нуклеони корелирано по такъв начин, че да възникне вибриране на цялото ядро. Съществуващите несферични ядра могат да имат **ротационни състояния** (вж. раздел 8.9), които са друг вид колективно движение. Освен това вибрационните или ротационните ивици, базирани на основното състояние на ядрото, могат да се повтарят върху редица възбудени състояния. Това са състояния, които се проявяват като следствие от изменение на квантовомеханичното движение на нуклеоните вътре в ядрото, но които са доста далеч от това да бъдат явно колективни, каквито са вибрационните и ротационните. За съществуването на такива вътрешни възбудени състояния на ядрата моделът на течната капка не може да каже много.

Колективното движение на ядрото трябва да е доста по-различно от това на течна капка. В последния случай молекулярното движение запазва локализацията на всяка молекула в относително малка област в капката, докато в ядрата принципът на неопределеност позволява локализирането на нуклеона по подобен начин в цялото ядро. Само членът на асиметрията и членът на свояването в ядрото на течната капка отразяват квантуването. Именно отсъствието на квантовомеханичен подход ограничава по-нататъшното поле за действие на модела. Все пак тези думи не би трябвало да се

5

Нестабилност на ядрата

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

α -Разпадане. Процес, при който ядрото може спонтанно да излъчи ядро на ${}^4_2\text{He}$ (α -частица).

β -Разпадане. Процес, при който ядрото може спонтанно да излъчи електрон или позитрон (β^- или β^+ съответно). Едновременно с това се излъчва антинеутрино или неутрино.

γ -Разпадане. Процес, при който ядро, намиращо се във възбудено състояние, спонтанно излъчва фотон (γ -квант).

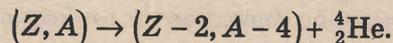
5.1. Разпадане на ядрата

В раздели 2.2–2.6 разгледахме закона за радиоактивното разпадане и някои от приложенията му към разпадане на ядра и частици. В този раздел ще се върнем по-специално при разпадането на ядрата и ще разгледаме процесите, които са изследвани най-напред в историята на радиоактивността, а именно α -разпадане (излъчване на хелиево ядро), β -разпадане (излъчване на електрони или позитрони) и γ -разпадане (излъчване на фотони). Целта е да изследваме кинематиката на тези разпадания и в частност да изясним ролята на α - и β -разпадането при определяне на това, кои ядра са стабилни и кои — не. Впрочем съществуват и други процеси на разпадане, които ще споменем, но които не са важни при определяне на стабилността на съществуващите в природата ядра.

5.2. Схеми на енергетичните нива

От атомната физика читателят има вече ясна представа за схеми на енергетичните нива и възможностите за радиационни преходи между тях. Такава схема вече показахме на фиг. 2.2, като вертикалното разстояние между две нива е разликата в енергията на нивото X с по-голяма енергия е нанесено над нивото Y с по-малка енергия. Преходът между X и Y обикновено се съпровожда с излъчване на фотон. При това разликата в енергиите се изразходва за енергия на фотона и енергия на откат на атома. Тази идея напредък се пренася в ядрената физика. При преходите на ядрата от едно възбудено състояние в състояние с по-ниска енергия се излъчват γ -лъчи (с енергия обикновено от около 10 keV до 3–4 MeV). По-късно ще разгледаме примери за това, как ядрата могат да се намират в по-високи състояния. При излъчване на фотон целите на ядрата Z и A не се изменят и това обикновено се представя, като всички нива се разполагат вертикално едно над друго. Вертикалната скала обикновено се представя в MeV-и, разбира се, според Айнщайн това е еквивалентно на масова скала, като масата на ядрото нараства с увеличаване енергията на възбуждане. На фиг. 5.1 са показани като пример нисколежащите нива на ${}^{24}_{12}\text{Mg}$.

Да разгледаме α -разпадането на ядрото:



Обикновено се изпуска една α -частица с точно определена енергия. Как да представим това? Усложнението произлиза от

което ядрото излъчва електрон, на пръв поглед би за разбиране, тъй като знаем, че ядрата не съ-

β -разпадането

отделен разред. Към α -разпадането и по-нататък му за β -разпадането са по-сложни и, за да ги схематично представим, ще се върнем в разред 5.4.

необходими повече факти за този процес. Затова е илюстрирано на фиг. 5.26 за случая на ^{242}Pu . За да се казва, че енергетичният спектър на α -частици-та на α -разпадането е, че при процеса могат да се наблюдават различни енергии. По термодинамиката на α -разпадането е, че при процеса могат да се наблюдават различни енергии.

на не се извършва по други причини. β -разпадането е енергетично възможно, но въпреки това на дъщерното ядро (в този прост случай). Ако разглеждаме кинетична енергия на α -частицата и

$$= [M(Z, A) - M(Z - 2, A - 4) - M(2, 4)]c^2 \quad (5.1)$$

енергията и се нарича енергия на разпадането Q :

Вертикалното разстояние между X и Y представлява

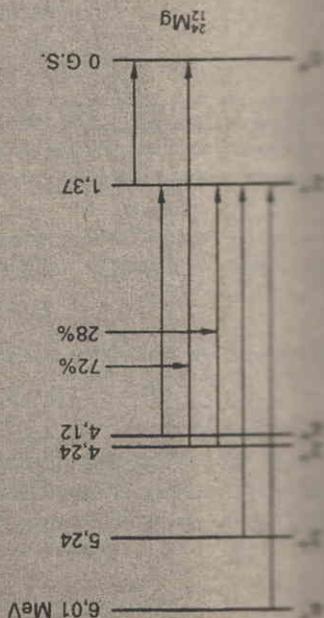
скала е в металелектронволти, като нулата и $4c^2$ е енергията в покой на α -частицата. Обикновено $M(Z, A)c^2$, а на Y е $M(Z - 2, A - 4)c^2 + M(2, 4)c^2$.

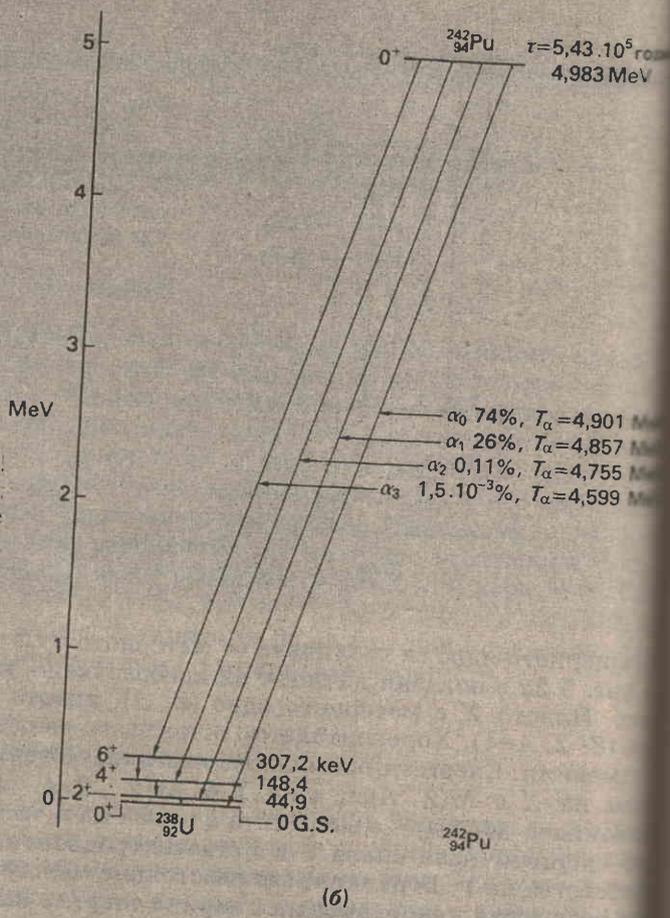
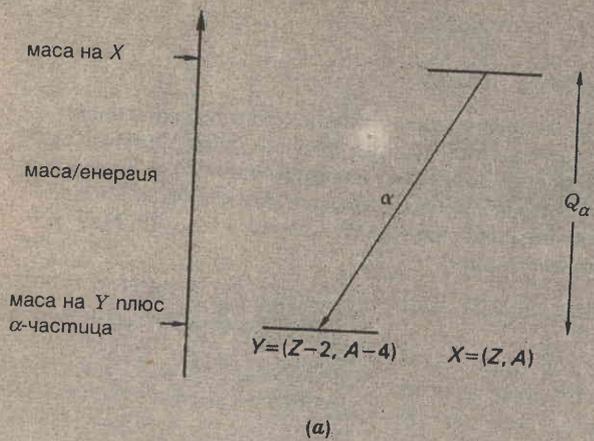
Хоризонталното отстояние означава, че Z и A са

X е матерното ядро (Z, A), нивото Y е дъщерното

показан начинът на изобразяване, който ще използваме за различаване от матерното $\Delta Z = -2$ и $\Delta A = -4$.

Фиг. 5.1. Схема на енергетичните нива, която показва основното и възбудените състояния до 6,01 MeV на ^{24}Mg . Нивата са означени с техния спин и четност (например $J^{\pi}=2^+$) и енергия (1,37 MeV). Стрелките означават γ -преходи. Нивото 4,24 MeV се разпада с относителна вероятност 28% до нивото 1,37 MeV и 72% до основното състояние.





Фиг. 5.2. Схема на енергетичните нива на две ядра, свързани с α -разпадане (а). По вертикалната скала се нанася ядрената маса или еквивалентната енергия. Нулата не е означена. Матерното ядро е X. Дъщерното ядро Y е нанесено на ниво в масовата скала, което се равнява на собствената му маса и масата на α -частицата. Наличието на последната като част от крайното състояние е означено с α върху стрелката, представяща прехода. Вертикалното разстояние между нивата дава енергията на разпадането Q_α . Схема на енергетичните нива за α -разпадане на ^{242}Pu (б). Тя показва случай, при който α -частиците могат да се излъчват с различни енергии. Стойностите на Q_α са 4,983, 4,938, 4,835 и 4,676 MeV. Стойностите на кинетичната енергия T_α на α -частиците във всеки преход са по-малки от Q_α , поради енергията на откат на дъщерното ядро ^{238}U . Преходите към по-високи възбудени състояния на ^{238}U не са показани, тъй като имат много малки вероятности за преход и са незначителни. Най-интензивната линия е α_0 . Ако разпадането се извършва по един от по-малко вероятните преходи, дъщерното ядро остава във възбудено състояние и се разпада чрез γ -излъчване. Вертикалната скала е в MeV.

държат електрони. Известно е обаче, че атомите излъчват фотони. Ако разглеждаме този процес като акт за създаване на фотон, то би имало причина да не може да се създаде и масивна (имаща маса в покой) частица като например електрон. И наистина създаването на масивни частици от енергия е възможно, ако се удовлетворят някои закони за запазване. По-нататък ще става все по-ясно как са тези закони. За момента ни е достатъчно да знаем, че създаването на частица е възможно.

Очевидно β -разпадането е превръщане на ядрото (Z, A) в ядро $(Z+1, A)$ и един електрон e^- :

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^-$$

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Хипотеза за неутриноно (Паули, 1930). Съществувва неутринона частца със спин 1/2, която се излъчва едновременно с електрона в β -разпадането. Таз хипотеза разрешава следните трудности:

- 1) очевидното незападане на енергията в β -разпадането;
 - 2) очевидното незападане на ъгловия момент на импулса в някои случаи на β -разпадане.
- Таз хипотеза изръжка всички проблеми, включително и непоследователното гетемпване на неутриноно, реализирано едва през 1956 г. В сл. 12 ще разберем защо е трудно она се реализира да неутриноно, излъчвано при β -разпадането.

А) в β -разпадането се наблюдава непрекъснат спектър на енергията на електрона, което е в противоречие с класическата теория, според която енергията трябва да се излъчва в дискретни порции. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че енергията се дели между електрона и неутриноно. Експериментално това е потвърдено през 1956 г. от Честър и стрит.

Б) в β -разпадането се наблюдава западане на ъгловия момент, което е в противоречие с класическата теория, според която ъгловият момент трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че неутриноно се излъчва с произволна ориентация на спина.

В) в β -разпадането се наблюдава западане на енергията, което е в противоречие с класическата теория, според която енергията трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че енергията се дели между електрона и неутриноно.

Г) в β -разпадането се наблюдава западане на импулса, което е в противоречие с класическата теория, според която импулсът трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че неутриноно се излъчва с произволна ориентация на спина.

Д) в β -разпадането се наблюдава западане на енергията, което е в противоречие с класическата теория, според която енергията трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че енергията се дели между електрона и неутриноно.

Е) в β -разпадането се наблюдава западане на импулса, което е в противоречие с класическата теория, според която импулсът трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че неутриноно се излъчва с произволна ориентация на спина.

Ж) в β -разпадането се наблюдава западане на енергията, което е в противоречие с класическата теория, според която енергията трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че енергията се дели между електрона и неутриноно.

З) в β -разпадането се наблюдава западане на импулса, което е в противоречие с класическата теория, според която импулсът трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че неутриноно се излъчва с произволна ориентация на спина.

И) в β -разпадането се наблюдава западане на енергията, което е в противоречие с класическата теория, според която енергията трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че енергията се дели между електрона и неутриноно.

К) в β -разпадането се наблюдава западане на импулса, което е в противоречие с класическата теория, според която импулсът трябва да се запазва. Това се обяснява с хипотезата за неутриноно, която предполага, че неутриноно се излъчва с произволна ориентация на спина.

$$e^- + p \rightarrow n + \nu_e \quad (5.2)$$

Таз реакция описва β -разпадането на протон. В нея протонът се превръща в неутрон, излъчвайки електрон и електронно неутриноно.

Възможно е също да се наблюдава обратна реакция, при която неутронът се превръща в протон, излъчвайки позитрон и позитронно неутриноно:

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

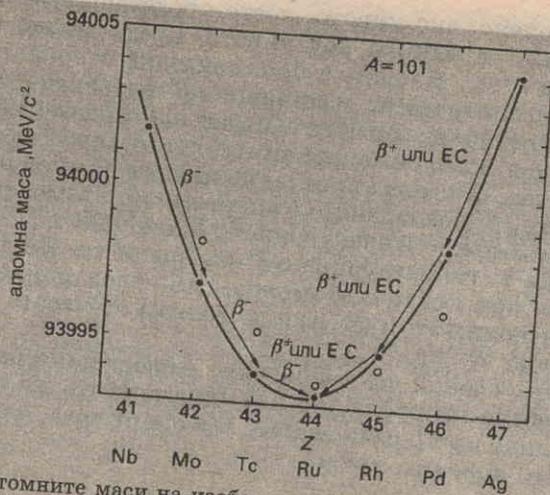
Таз реакция описва β^- -разпадането на неутрон. В нея неутронът се превръща в протон, излъчвайки електрон и позитронно неутриноно.

Възможно е също да се наблюдава обратна реакция, при която протонът се превръща в неутрон, излъчвайки позитрон и позитронно неутриноно:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

Таз реакция описва β^+ -разпадането на протон. В нея протонът се превръща в неутрон, излъчвайки позитрон и позитронно неутриноно.

Възможно е също да се наблюдава обратна реакция, при която неутронът се превръща в протон, излъчвайки електрон и електронно неутриноно.



Фиг. 5.6. Атомните маси на изобарите с $A=101$ в зависимост от Z в областта на линията на стабилност. Черните точки са пресметнатите стойности с полуемпиричната формула за масата (табл. 4.2.). Прекараната през точки линия няма физичен смисъл. Измененията на енергиите в β -разпаданията посочени в табл. 5.1, разрешават означените преходи, така че най-ниската атомна маса се очаква да бъде на стабилен изобар (в този случай рутений). Такова е положението с всички ядра с нечетно A и изводът е, че съществуват само един стабилен изобар за ядра с нечетно A . Действителните атомни маси са представени с малки кръгчета. Изводът е същият. Ясно е обаче, че сравнително малки грешки в резултатите от полуемпиричната формула за масата не биха позволили във всички случаи да се предскаже кое Z има най-малката атомна маса в дъното на тази плитка крива. За реалните ядра преходът от $A=45$ до $A=44$ може да става само чрез електронно захващане.

члена на свояване, докато ядрата с нечетно Z имат по-малка енергия на свързване, тъй като този член има противоположен знак. Ето защо в зависимост от това, дали Z е четно или нечетно, има две криви за изобарната атомна маса. Вижте фиг. 5.7 за $A=100$. В лявия или десния край на кривата β^- - или β^+ -разпаданията пренасят ядрото към дъното на двете криви. Сега проблемът за стабилност е по-сложен. Ядрото със $Z=43$ може да се разпада чрез електронно захващане в $Z=42$ или чрез β^- -разпадане в $Z=44$. Предсказва се, че сега има два стабилни изобара за $A=100$, а именно $Z=42$ и $Z=44$, което и в действителност е така.

Това положение в ядра с четно A понякога дава енергетична възможност на нечетно-нечетен изобар да се разпада и по трите начина: β^- -, β^+ -разпадане или електронно захващане. На фиг. 5.8 е даден като пример $^{40}_{19}\text{K}$.

Изучаването на случая на ядра с четно A позволява да се направят два извода:

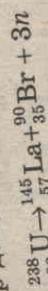
1. Няма стабилни нечетно-нечетни ядра.
2. Много четно-четни ядра могат да имат повече от един стабилен изобар.

Вторият извод е верен. Например изобари с $A=96$ — ядрата $^{96}_{42}\text{Mo}$, $^{96}_{40}\text{Zr}$, са стабилни всички. Първият извод е почти верен, тъй като действителност има четири изключения измежду леките ядра, а именно ^2_1H , ^6_3Li , $^{10}_5\text{B}$ и $^{14}_7\text{N}$. Ядрото на ^2_1H е единствената свързана система с $A=2$. За другите стойности на A масите бързо се изменят с Z и двете парабололи, показани на фиг. 5.7 за $A=100$, при такива малки стойности на Z стават по-тесни и с по-стръмни страни. Те се деформират допълнително от ефекти на слоестата структура (гл. 8).

продукт има по-особено свойство, което ще обсъдим в раздел 1.3, и то е, че понякога се излъчва неутрон след едно β -разпадане, фиг. 7.15 е представена цялата последователност от разпадания, резултат на които ^{90}Zr се превръща в ^{89}Y със сумарно Q_{β} , равно на 4 MeV, или в ^{90}Zr със сумарно Q_{β} , равно на 23,6 MeV. Известна част от цялата тази енергия на β -разпадането се отнася от неутрина за кинетична енергия на електроните остават около 15 MeV. Това свойство на деленето е асиметрично: получаването на равни части равни маси на продуктите на делене е малко вероятно и масово се извършва своеобразно асиметрично делене. Най-голямата разлика в масовите числа е около 45. Така например че се очаква спонтанното делене да става по-вероятно около на А, дори за Урана то все още е рядък процес. Така например α -разпадането на ^{92}U става със скорост на разпадане около $6 \cdot 10^{-7}$ а, а скоростта на разпадане чрез спонтанно делене е около $6 \cdot 10^{-17}$. Следователно отношението между двата клона на разпадане е около 10^{10} . За по-тежки ядра скоростта на спонтанно делене нараства с нарастване на А, по-голямо от около 260. Така например на разпадане едва при А, по-голямо от около 260. Така например на разпадане едва при А, по-голямо от около 260. Така например на разпадане едва при А, по-голямо от около 260.

5.5. Спонтанно делене

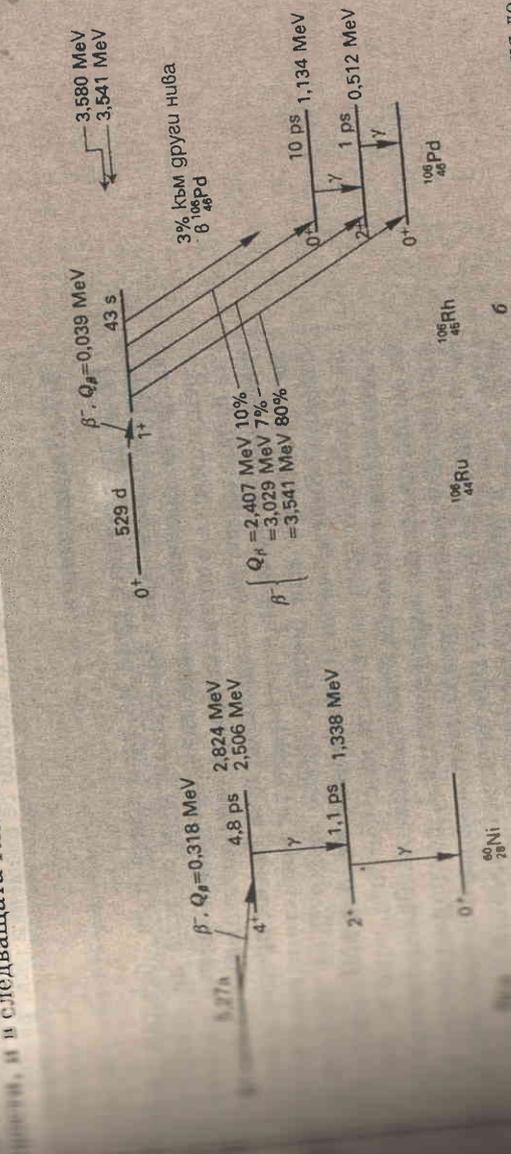
При α -разпадането от матерното ядро се губят четири гравитонни елемента. Това е възможно поради голямата енергия на свързване на нуклеона в α -частицата (7,08 MeV). Тъй като нуклеоните са още по-здраво свързани (7,6 MeV на нуклеон), отколкото в някои тежки ядра енергетично е възможно експериментално да се наблюдава явление. Активно се обсъждат и други подобни явления на ^{13}C . Такова разпадане е установено експериментално много рядко явление. Активно се обсъждат и други подобни явления. Всички тези процеси са част от спектъра възможности на ядрото. Всички тези процеси са част от спектъра възможности на ядрото. Всички тези процеси са част от спектъра възможности на ядрото.



освобожава енергия около 156 MeV, която се изразходва във кинетична енергия на неутроните и продуктите на делене. Такава ядра са богати на неутрони, затова при деленето им се появяват богати на неутрони продукти на делене. В действителност богатите на неутрони ядра са богати на неутрони, затова при деленето им се появяват богати на неутрони продукти на делене. В действителност богатите на неутрони ядра са богати на неутрони, затова при деленето им се появяват богати на неутрони продукти на делене.

... със скоростите на разпадане

... глава се срещнахме с процеси на ядрено разпадане, които са много интересни и важни, които ще разгледаме факторите, които контролират скоростта на разпадане, и следващата глава ще изгълним това обещание за



источник на β -частици с кинетична енергия до 3,5 MeV и подходящо време на живот (0). На тези схеми атомните маси са показани в MeV над най-ниската маса. Символът а означава години, d - дни, а ps в системата SI означава пикосекунда = 10^{-12} s.

време на живот на протоните от около 10^{32} години (с доминиращия вид на разпадане). На този етап в раздел 13.6. Забележете, че ако участва на частици във Вселената е да изчезнат чрез разпадане, да години, то в такъв случай днес сме „преживели“ част от съдбовния път, тъй като се предполага, че 10^{11} години! е станал преди около 10^{11} години!

Cork J.M., (1940). *Physical Review* 57, 982-94.

ЗАДАЧИ

Обете в полумпиричната формула за масата:

$$M = N m_p - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c Z^2 / A^{1/3} + a_p A^{1/2} / A^{1/2}$$

и Z генерира, която се освобождава при излъчване от ядро

$$- 3A^{1/3} + 4a_c Z(1 - Z/3A) / A^{1/3} - 4a_p A(N - Z^2 / A^2 + B(2, 4))$$

свързана на свързване на α -частицата (28,30 MeV).

Същият изомон на златото е ^{197}Au . Обяснете стабилността на

ядрото предизвикано за Q . Използвайте стойностите на коефи-

циентите в табл. 4.1.

свързана през 1980 г. за стигментите от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

ядро спичът на ядрото на ^{14}N с метогите на молекулната спек-

трална гомогенност за съществуване на неутрином.

свързана на ^{16}Ne чрез излъчване на позитрон. Рагусът на ядрото

е 1.5 m . Обяснете максималната кинетична енергия, която могат да

свързана през 1976 г. за стигментите от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

като свързка 0.1 мезонни процента ^{238}U , има известна ко-

личествена концентрация на мози изомон на радия, свързкащ се в

ядрото е скоростта, с която се генерира хелиевият газ (kg/a) в

Използвайте гинишме, гагенш в табл. 5.2.

с максимална кинетична енергия 4.95 MeV , а ^{136}Ba е стабилен

35. Изразете отговора си в MeV/c^2 .

свързана през 1967 г. за стигментите от Гурогонаучния факултет, Оксфордски

адница на ядрата и проследете най-вероятния път от $A = 245$,

количествата от последователни разпадания, всяко от които е α - или

радиоактивното радиоактивно ядро по този път?

радиоактивна семейства (A генерира на 4 с осматък $0, 1, 2, 3$).

са свързани в еднакъв количество преди 10^{10} години, напра-

временно на естественото разпространение на Земята на най-

голям нулици от всяко семейство. Запруднява ли ви отговорът

свързано с четно A ?

Алфа-разпадане

1. Увод

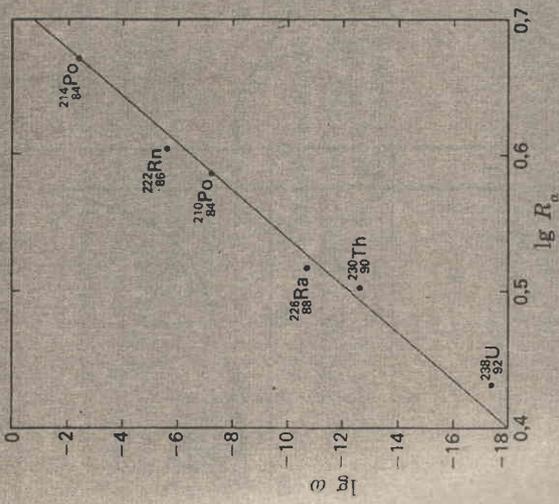
Раздели 1.1 и 5.2 описаме процеса на α -разпадане. Теорията за разпадането представя едно приложение на несложна квантова механика и нейното представяне на читателя по простия начин, който е приемлив тук, няма да добави много към познанията ни за физиката на ядрата. Все пак е необходимо да се направи количествена оценка на живота на α -излъчващите ядра, която се изменя драстично при промяна на Z и A . Например $T_{1/2}$ за ^{232}Th е около $1.4 \cdot 10^{10}$ г, а за ^{210}Po е около 138 дни. Ето защо е необходимо да се обяснят тези 24 порядъка разлика в скоростта на разпадане на един и същ по същество процес.

2. Други свойства на α -разпадането

Един от първите изследвания върху α -разпадането се установило, че за даден източник по-голяма част от излъчените α -частици имат една и съща кинетична енергия. За всеки α -излъчвател кинетичната енергия T_α е частта $M_D/(M_D + M_\alpha)$ от Q_α , където M_D и M_α са масите на дъщерното ядро и на α -частицата. Този мисловен експеримент е описан в раздел 5.2, където разгледахме енергетичния баланс на α -разпадането. В табл. 5.2 дадохме стойностите на Q_α за някои α -излъчватели и за някои α -излъчватели в естествените радиоактивни семейства. Тези няколко примера показват ясно, че скоростите на преход ω зависят силно от кинетичната енергия. Емпиричното правило, което свързва двете величини, е познато като закон на Гайгер-Нътъл (1911) (Geiger-Nuttall law). Съгласно този закон, написан в малко осъвременен вид, имаме

$$\lg \omega = B \lg R_\alpha - C,$$

където R_α е пробегът във въздух при 15°C и налягане една атмосфера на α -частиците (вж. раздел 11.2), излъчени при разпадане със скорост ω . Константата B е около $57,5$ (за R_α в сантиметри и ω в s^{-1}), а C зависи от радиоактивното семейство (например тя е описана по-долу в текста към фиг. 6.1, която показва, че законът не описва много добре данните, но все пак показва връзка между скоростта на разпадане и пробегът на α -частиците). Обяснението за тази зависимост, основано на физични принципи, е дадено от Гамов и от Кондън (Condon) и Гърни (Gurney) през 1929 г.



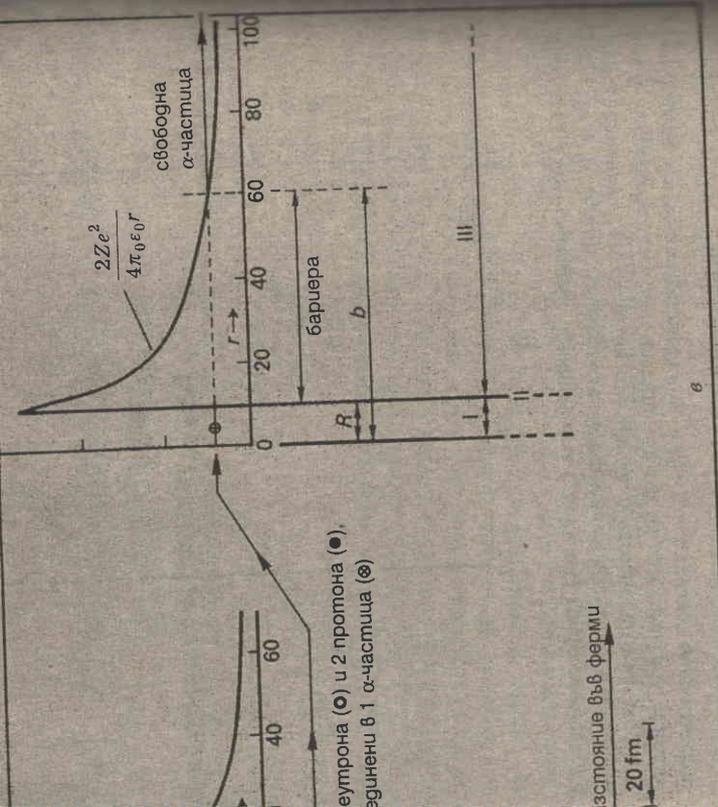
Фиг. 6.1 Закон на Гайгер-Нътъл. На фигурата е показана графично зависимостта между $\lg \omega$ и $\lg R_\alpha$ за някои членове на естествената радиоактивна серия с α -разпадане. Тук ω означава скоростта на прехода (s^{-1}) от основно към основно състояние, а R_α е пробегът (cm) на α -частицата в сух въздух при 15°C и налягане една атмосфера. От такива данни Гайгер и Нътъл получават зависимостта

$$\lg t_{1/2} = -57,5 \lg R_\alpha + C,$$

където $t_{1/2}$ е периодът на полуразпадане ($=0,693/\omega$), ако се пренебрегне приносът на β -разпадане и γ -разпадане, които са основно дъщерни явления, към α -разпадането. Константата C е константа, която зависи от това, за коя серия от излъчватели се използва законът. Правата линия на фиг. 6.1 е изградена по данни на Гайгер и Нътъл (1911) (Geiger-Nuttall law).

Важно е да се отбележи, че кинетичната енергия на α -частиците, която се изменя в зависимост от разпадащото вещество, варира в много по-голяма степен от пробегът на α -частиците. Например кинетичната енергия на α -частиците от ^{238}U е около $4,2$ MeV, а пробегът им е около $3,7$ cm. За ^{210}Po кинетичната енергия е около $5,4$ MeV, а пробегът е около $3,8$ cm. Видете фиг. 6.6 за един пример на пробег и раздел на α -частиците в различните материали.

Важно е да се отбележи, че кинетичната енергия на α -частиците, която се изменя в зависимост от разпадащото вещество, варира в много по-голяма степен от пробегът на α -частиците. Например кинетичната енергия на α -частиците от ^{238}U е около $4,2$ MeV, а пробегът им е около $3,7$ cm. За ^{210}Po кинетичната енергия е около $5,4$ MeV, а пробегът е около $3,8$ cm. Видете фиг. 6.6 за един пример на пробег и раздел на α -частиците в различните материали.



неутрона (●) и 2 протона (○),
единици в 1 α-частица (⊙)

застояние във ферми
20 fm

частицата енергия в частца от два протона и два неутрона. Ако е обр-
търа на ядрото: a — една α-частица, то се предполага, че тя има потенциална енергия, която зависи от разстоянието така, както е показано на фиг. 6. Области I, II и III са описани в текста.

- I. На разстояния, по-малки от R , където R е приблизително съът на ядрото, α-частицата се намира в потенциална яма, точнена дълбочина, но която представлява действието на силите на свързване върху α-частицата.
 - II. На разстояние R този потенциал става положителен и максимална стойност $U(R) = zZe^2 / 4πε₀R$, където $z=2$ и R е радиусът на ядрото.
 - III. На разстояние r , по-големи от R , потенциалът е $U(r) = zZe^2 / 4πε₀r$.
- Ако за матерното ядро $Z+2$ е енергетично възможно да се образува ядро с кинетична енергия $T_α$, то налице са две възможности:
1. $T_α > U(R)$: ако α-частицата е вътре в ядрото, тя е свободна и ще направи това мигновено (мигновено означаватим с времето, необходимо на α-частицата да пресече ядрото и по-малко от 10^{-21} s).
 2. $T_α < U(R)$: от класическа гледна точка α-частицата е затворена в ядрото. От квантовомеханична гледна точка тя може да протунел през потенциална бариера, като използва кинетична енергия на разстояние b (където $b = zZe^2 / 4πε₀T_α$). По-нататък тя се движи към все по-голямо r , където потенциалната енергия $T_α$.
- Когато бариерата се създава от заряд на участващите ядра, тогава бариерата се нарича кулонова бариера. Ако в този случай, тя се нарича кулонова бариера, тогава се намери вероятността за преминаване през бариерата.

... се основават на несложна квантова механика, която би трябвало вече да се познава. Читателят би могъл да си представи задачата за преминаване през бариера и да си представи резултата, който даваме в табл. 6.1. Частица с кинетична енергия T и маса M пада върху правоъгълна потенциална бариера с височина U . Вероятността за преминаване през бариерата е дадена приблизително

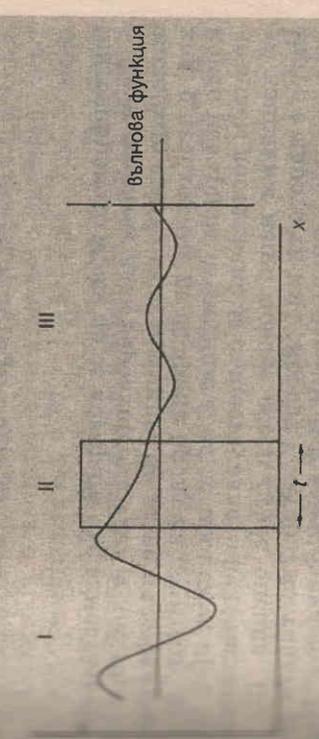
$$P \approx \sqrt{2M(U-T)} / \hbar^2 \cdot e^{-2Kt} \quad (6.1)$$

Ако имаме бариера с произволна форма, вероятността за преминаване ще бъде произведение от вероятности, в които K е зададено от потенциала в точката на преминаване Δr . Така че вероятността за преминаване е

$$e^{-2K_1\Delta r_1} e^{-2K_2\Delta r_2} \dots e^{-2K_n\Delta r_n} \dots = e^{-2 \int K dr}$$

Преминаване през бариера

през потенциална бариера.



... пада отляво въвълна експоненциална функция. В тази област ще има и отражена въвълна експоненциална функция. Числото k в областта I се определя от

$$\hbar k = P = \sqrt{2MT}$$

... представена с тази въвълна. T е кинетичната енергия на α-частицата. В областта II частциата има въвълна функция

$$e^{Kx} + \beta e^{-Kx}, \text{ където } \hbar K = \sqrt{2M(U-T)}$$

... Вероятността за преминаване на частицата е $|C|^2$. Като използваме условията за непрекъснатост на въвълната функция на потенциала, намираме

$$C = \frac{1}{4} \left[\left(1 + \frac{\hbar k}{K} \right) \left(1 + \frac{K}{\hbar k} \right) e^{-Kt} + \left(1 - \frac{\hbar k}{K} \right) \left(1 - \frac{K}{\hbar k} \right) e^{Kt} \right]$$

... за бариера, в която U , а следователно и K се изменя с разстоянието. Като използваме условията за непрекъснатост на въвълната функция и кинетични енергии, за които K обикновено е по-голямо от k (за бариера с дебелина 1 fm е изпълнено $Kt \gg 1$). В такива случаи най-важният член е

$$|C|^2 = 4e^{-2Kt} \left(1 + \frac{\hbar^2}{K^2} \right)^{-1} \left(1 + \frac{K^2}{\hbar^2} \right)$$

... израз за бариера, в която U , а следователно и K се изменя с разстоянието, а тъй като T и $U-T$ са от един порядък, може да се приеме

$$|C|^2 = e^{-2Kt}$$

$$\ln \omega = f - gZ/\sqrt{T_\alpha}, \quad (6.7)$$

• $\frac{1}{2} \sqrt{M_\alpha c^2/2} = 3,97 \text{ MeV}^{1/2}$ и $f = \ln(V_0/2R) + 8\sqrt{RZ}M_\alpha c^2/\hbar c$.
 f е константа, но f се изменя с V_0 и R . С V_0 не знаем
 точно, но $\ln R$ и \sqrt{RZ} се изменят съвсем малко за съвкуп-
 ните α -излъчватели. Затова за простота ще допус-
 нем константа. Това ни дава възможност да опитаеме от урав-
 нението да намерим връзката между ω и T_α .

• (6.7) може да се свърже със закона на Гайгер-Нъгъл.
 $\ln \omega \propto \ln R_\alpha$. Тъй като за представяващите интерес енер-
 гичните пробегът е $R_\alpha \propto T_\alpha^{3/2}$, законът дава $\ln \omega \propto \ln T_\alpha$.

• а за преминаване през бариера $\ln \omega \propto -1/\sqrt{T_\alpha}$. В ин-
 тервали $4 < T_\alpha < 7 \text{ MeV}$, който покрива повечето от α -
 енергии, величината, която зависи линейно от $\ln T_\alpha$, с точ-
 ността на линеен и по отношение на $-1/\sqrt{T_\alpha}$. Отклонението на
 експериментално предсказаните или от закона е много по-голя-
 мото, отколкото законът на Гайгер-Нъгъл е доказан.

• да направим малка корекция. Дотук невяно предпо-
 лагаме, че ядрото е много голяма в сравнение с
 частицата. Това обаче не е така и вълновата функция,
 локализираща α -частица и отскачащото дъщерно ядро,
 трябва приравнена маса $M = M_\alpha M_D / (M_\alpha + M_D)$ вмес-
 то на M_α и кинетична енергия, която е Q_α вместо T_α . В уравне-
 нието скоростта V представлява относителната скорост на
 центъра на масата и скоростта на α -частицата. Тази скорост е
 $V = V_\alpha M_\alpha / (M_\alpha + M_D)$ и в уравнение (6.7) $\sqrt{2T_\alpha/M_\alpha}$ трябва да заменим с
 $\sqrt{2Q_\alpha/M}$, което дава

$$\ln \omega = f' - gZ(M/M_\alpha Q_\alpha)^{1/2}, \quad (6.8)$$

• (6.8), както в уравнение (6.7), а величината f' се раз-
 личава от f само с константа.

• представили графично зависимостта на $\ln \omega$ от
 Q_α и сравним резултатите с експерименталните данни.
 Показва се, че зависимостта е по-близка до $Q_\alpha^{-1/2}$ отколкото
 до Q_α^{-1} . Това означава, че законът на Гайгер-Нъгъл е
 добър приближение за α -излъчване с енергии над 7 MeV .

• установили зависимостта на $\ln \omega$ от Z и сравним резултатите
 с експерименталните данни. Показва се, че зависимостта е
 по-близка до Z отколкото до Z^2 . Това означава, че законът
 на Гайгер-Нъгъл е добър приближение за α -излъчване с енергии
 над 7 MeV .

• установили зависимостта на $\ln \omega$ от V_0 и сравним резултатите
 с експерименталните данни. Показва се, че зависимостта е
 по-близка до V_0 отколкото до V_0^2 . Това означава, че законът
 на Гайгер-Нъгъл е добър приближение за α -излъчване с енергии
 над 7 MeV .

дето $K = \sqrt{2M(U(t) - T)/\hbar^2}$ и интегрирането е по дебелината
 на бариера t .
 В това приближение използваме простата картина на ефек-
 тивен потенциал за α -частицата, показан на фиг. 6.2 в. Ако R
 е много по-голямо от b , потенциалът на ядрото и α -частицата излиза на разстояние b ,
 което е по-голямо от радиуса на ядрото, и се използва

$$\exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_R^b \sqrt{2M_\alpha(U(r) - T_\alpha)} dr\right\} \approx \exp(-G),$$

където M_α и T_α са съответно масата и кинетичната енергия на
 α -частицата и с това уравнение се дефинира G . Но $U(r) = zZe^2/r$,
 $z = 2$, затова е изпълнено

$$G = 2\sqrt{M_\alpha Z e^2 / \pi \epsilon_0 \hbar^2} \int_R^b \sqrt{\frac{1}{r} - \frac{1}{b}} dr$$

$$= 2\sqrt{M_\alpha Z e^2 b / \pi \epsilon_0 \hbar^2} \left\{ \cos^{-1} \sqrt{\frac{R}{b}} - \sqrt{\frac{R}{b}} \sqrt{\frac{R}{b} - \frac{R^2}{b^2}} \right\}$$

интегрирането може да се извърши със заместването $r = b \cos^2 \theta$.
 Този резултат дава вероятността една α -частица, която се движи
 към ядрото, да я премине. За да се получи скоростта на
 излъчване ω , е необходимо да се оцени броят на „опитите“ за един
 пробег. Тъй като α -частицата, за да проникне през бариера,
 трябва да бъде извън ядрото с достатъчно време, за да се случи
 да успее да достигне ядрото. Ще допуснем, че времето е достатъчно
 голямо, за да успее да достигне ядрото. Ако α -частицата пресича
 ядрото, ще достигне $V_0/2R$ пъти бариерата. Поради симетрията
 вероятността за преход се дава с израз

$$\omega = \frac{V_0}{2R} e^{-G}$$

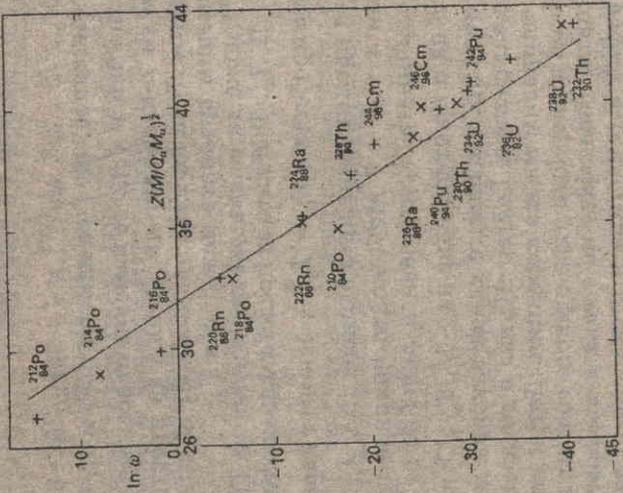
Вече направихме толкова приближения, че не ни е строго
 право още няколко. Ако $U(R)$ е много по-голямо от T , то
 ще бъде по-точно да се използва $U(R)$ вместо $U(r)$. Това е
 вярно за всички по-важни α -излъчватели, имаме $b \gg R$.
 големите скоби в уравнение (6.3) стават приблизително
 $\pi/2 - 2\sqrt{R/b}$, така че

$$G = 2\sqrt{\frac{M_\alpha Z e^2 b}{\pi \epsilon_0 \hbar^2}} \left(\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{R}{b}} \right) = \frac{4\pi Z c}{V} \sqrt{\frac{M_\alpha^2 R Z b}{\hbar c}}$$

където $V = \sqrt{2T_\alpha/M_\alpha}$ е скоростта на α -частицата на разстояние
 след изпускането ѝ и сме използвали означенията $V = \hbar K$
 $b = Ze^2/2\pi \epsilon_0 T_\alpha$. Тогава за ω получаваме

$$\omega = \frac{V_0}{2R} \exp\left[-\frac{4\pi Z c}{V} \sqrt{\frac{M_\alpha^2 R Z b}{\hbar c}} \right]$$

където α е константата на фината структура (не бъркайте
 индекс α , както в M_α и T_α , което означава величини, взети
 за дадено ядро).



Фиг. 6.3. Диаграма на стойностите на $\ln \omega$ в зависимост от стойностите на $Z(M/M_\alpha Q_\alpha)^{1/2}$ за главните α -излъчватели на двете радиоактивни серии, които имат $A = 4n + 0$ (точките +) и $A = 4n + 2$ (точките x). Всяка точка за преход от основно към основно състояние. Както обикновено, Z е съответно атомният номер на дъщерното ядро и масата на α -частицата, а M е атомната маса на дъщерното ядро и M_α е масата на α -частицата. Величината M е приблизително равна на кинетичната енергия T_α на α -частицата. Истинската величина е еквивалентно на използване на крайна относителна скорост на частиците, както се изисква в уравнение (6.8), вместо скоростта на α -частицата, както е в уравнение (6.5). Линията с наклон $-3,97 \text{ MeV}$ е теоретична линия, за да се покажат отклоненията от теорията, но тя в общи линии показва големите изменения на скоростта на преход от над 24 порядъка.

Ясно е обаче, че теорията е много опростена и ни идват няколко подобрения:

1. Би трябвало да се използва пълният израз на уравнение (6.8) вместо да се допуска, че $R/b \ll 1$.
2. Напълно незадоволително е разглеждането на α -частицата в ядрото. Тя може и да не съществува непрекъснато в ядрото. Правилната процедура е да се намери пълната вълнова функция за всички нуклеони и от нея да се намери амплитудата на вълната за намиране на ядрото като α -частица плюс потенциалната енергия на ядрото. Именно тази амплитуда е вълновата функция на ядрото. Именно тази амплитуда е вълновата функция на ядрото, която трябва да се пригоди да съвпадне с тримерната вълнова функция на ядрото, след това да се намери относителният ъглов момент на ядрото, след това да се намери относителният ъглов момент на ядрото, след това да се направи строго.

3. Бихме очаквали, че вероятността да съществува α -частица в ядрото, зависи от това, дали ядрото е четно-четно, нечетно-нечетно, или е с нечетно A . В действителност скоростта на разпад на α -ч-ядра е около два порядъка по-голяма, отколкото е

на ядрото (гл. 8). Ще видим, че както в атомната физика, така и в ядрената физика, скоростта запълват слоеве и един от тях има значение за α -разпада. Това е слойът с $N=126$. Например енергията на α -разпадане на матерно ядро (Z, N), когато $N=126$, е с няколко мегаелектронволта по-голяма от случая, когато $N=126$ при едно и също Z . Това е начин детайли в ядрения строеж ще влияят на скоростта на разпадане посредством освободената енергия и по-малко очевиден ефект е вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото. Това е вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото. Това е вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

4. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото. Това е вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

5. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

6. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

7. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

8. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

$$\ln \omega = \ln \left(\frac{V_0}{2R} \right) + 8 \sqrt{\frac{RZ\alpha M c^2}{\hbar c}} - 4\pi Z\alpha \sqrt{\frac{M c^2}{2Q_\alpha}}, \quad (6.9)$$

9. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

ЪГЛОВИЯ МОМЕНТ

10. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

$$(Z + 2, A + 4) \rightarrow (Z, A) + \frac{1}{2}\text{He}.$$

11. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

$$|j_b - j_p| \leq l \leq j_b + j_p.$$

12. Вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото е свързана с вероятността за възникване на α -частица вътре в ядрото.

число. Това не е проблем, тъй като и двете $-j_p$ и j_D , са цели за с четно A и полцели за ядра с нечетно A .

Да напишем уравнението на Шрьодингер за α -частицата (която напуска остатъчното ядро (Z, A)). За $r > R$ е изгълнено

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \psi(r) + \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} \psi(r) = Q_\alpha \psi(r), \quad (6)$$

където M е приведената маса на системата. Както обикновено вършваме разделяне на променливите

$$\psi(r) = R(r)Y(\cos\theta, \varphi).$$

Ъгловата част Y са сферичните функции $Y_l^m(\cos\theta, \varphi)$, ако α -частицата има орбитален ъглов момент l . Квантовото число m , обикновено, дава z -компонентата на l . Като положим $R(r) = U(r)$ и заместим в уравнение (6.10), за радиалната функция $U(r)$ получаваме уравнението

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + \left\{ \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right\} U(r) = Q_\alpha U(r).$$

Веднага се вижда, че бариерата при r е по-висока от чиста кулонова бариера с величината $l(l+1)\hbar^2/2Mr^2$. Например тя е по-висока с $0,14 \text{ MeV}$ за $l = 2$ и $r = 15 \text{ fm}$, където кулоновият член е $17,3 \text{ MeV}$ и $z=2$. Това представлява бариерата на ъгловия момент.

Ясно е какво ще стане. През пълната бариера е по-трудно проникне и скоростта на преход ще бъде по-малка (а средното на живот по-дълго) в сравнение със случая, когато имаме същата нова бариера. Ясно е също така, че даже при малки l и големи Q_α явление би могло да бъде от важно значение, макар че дотогава главен принос към бариерата. Благ и Вайскопф, 1952 (Blatt, Weisskopf) дават някои оценки за фактора на потискане на α -разпадането при бариерата на ъгловия момент. Показваме ги в табл. 6.2. Така да се има предвид ъгловият момент, очакваме според елементарна теория средното време на живот да е около $6 \cdot 10^8 \text{ s}$. Ако дотогава ядро има спин 0 и включим бариерата на ъгловия момент, времето на живот ще се увеличи приблизително на $1,7 \cdot 10^9 \text{ s}$.

Отивайки напред, ще отбележим, че даже и да няма бариера, все пак може да съществува бариера на ъгловия момент. Качественото правило, което открихме, се прилага по същия начин: вероятността на частицата да премине през бариерата е ъгловия момент е сравнително малка при малки енергии на частицата и бързо нараства с увеличаване на енергията. С увеличаване на бариерата става по-непроницаема. Тези неща се изчисляват числено, но това сега не е наша работа (вж. Blatt, Weisskopf).

Таблица 6.2. Стойности на фактора на потискане, дължащ се на бариерата на ъгловия момент за α -разпадане, за което $Z=86$, $T_{1/2} = 4,88 \text{ MeV}$, $R = 9,87 \text{ fm}$.

l	0	1	2	3	4	5
ω_l/ω_0	1,0	0,7	0,37	0,137	0,037	0,0071

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Потенциална бариера. Могат да съществуват области, които са класически недостъпни за дадена частица, поради това че в тях потенциалната енергия (потенциална плюс кинетична). Такава област, която възпрепятства минаването на частицата от една област в друга достъпна област, се нарича потенциална бариера. От гледна точка на класическата физика такава бариера е непроницаема, но при обстоителства, когато е приложена квантовата механика, бариерата става проницаема.

Кулонова бариера. Това е ефективната бариера, която съществува между две еднородно заредени частици, и тя намалява вероятността за плътното им доближаване. Тя също така намалява и вероятността за разпадане на свързаното състояние на две такива частици.

Бариера на ъгловия момент. Това е ефективната квантовомеханична бариера, която се появява, когато две частици имат ненулев относителен орбитален момент. Тя намалява вероятността за плътното им доближаване или за разпадането на свързаното състояние на две такива частици.

Може да се каже, че допуснахме частицата да излиза навън от ядрото, но това не е проблем, тъй като и двете $-j_p$ и j_D , са цели за четно A и полцели за ядра с нечетно A . Да напишем уравнението на Шрьодингер за α -частицата (която напуска остатъчното ядро (Z, A)). За $r > R$ е изгълнено

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 \psi(r) + \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} \psi(r) = Q_\alpha \psi(r), \quad (6)$$

където M е приведената маса на системата. Както обикновено вършваме разделяне на променливите

$$\psi(r) = R(r)Y(\cos\theta, \varphi).$$

Ъгловата част Y са сферичните функции $Y_l^m(\cos\theta, \varphi)$, ако α -частицата има орбитален ъглов момент l . Квантовото число m , обикновено, дава z -компонентата на l . Като положим $R(r) = U(r)$ и заместим в уравнение (6.10), за радиалната функция $U(r)$ получаваме уравнението

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + \left\{ \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right\} U(r) = Q_\alpha U(r).$$

Веднага се вижда, че бариерата при r е по-висока от чиста кулонова бариера с величината $l(l+1)\hbar^2/2Mr^2$. Например тя е по-висока с $0,14 \text{ MeV}$ за $l = 2$ и $r = 15 \text{ fm}$, където кулоновият член е $17,3 \text{ MeV}$ и $z=2$. Това представлява бариерата на ъгловия момент.

Ясно е какво ще стане. През пълната бариера е по-трудно проникне и скоростта на преход ще бъде по-малка (а средното на живот по-дълго) в сравнение със случая, когато имаме същата нова бариера. Ясно е също така, че даже при малки l и големи Q_α явление би могло да бъде от важно значение, макар че дотогава главен принос към бариерата. Благ и Вайскопф, 1952 (Blatt, Weisskopf) дават някои оценки за фактора на потискане на α -разпадането при бариерата на ъгловия момент. Показваме ги в табл. 6.2. Така да се има предвид ъгловият момент, очакваме според елементарна теория средното време на живот да е около $6 \cdot 10^8 \text{ s}$. Ако дотогава ядро има спин 0 и включим бариерата на ъгловия момент, времето на живот ще се увеличи приблизително на $1,7 \cdot 10^9 \text{ s}$.

Отивайки напред, ще отбележим, че даже и да няма бариера, все пак може да съществува бариера на ъгловия момент. Качественото правило, което открихме, се прилага по същия начин: вероятността на частицата да премине през бариерата е ъгловия момент е сравнително малка при малки енергии на частицата и бързо нараства с увеличаване на енергията. С увеличаване на бариерата става по-непроницаема. Тези неща се изчисляват числено, но това сега не е наша работа (вж. Blatt, Weisskopf).

Таблица 6.2. Стойности на фактора на потискане, дължащ се на бариерата на ъгловия момент за α -разпадане, за което $Z=86$, $T_{1/2} = 4,88 \text{ MeV}$, $R = 9,87 \text{ fm}$.

l	0	1	2	3	4	5
ω_l/ω_0	1,0	0,7	0,37	0,137	0,037	0,0071

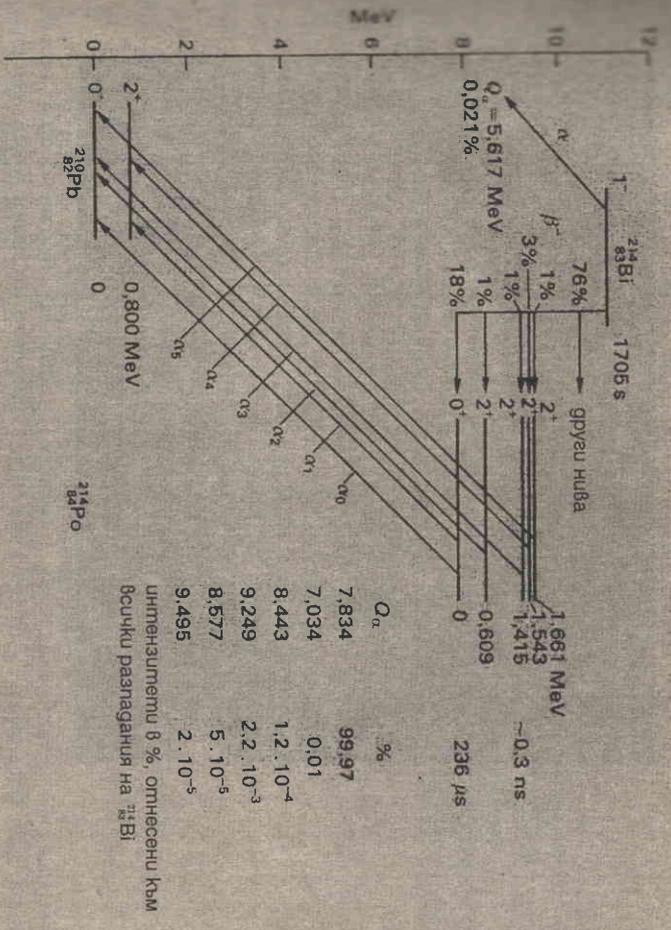
Фиг. 6.2 б е показана схемата на разпадане от основно състояние на матерното ядро ^{242}Pu към дъщерното ядро ^{238}U , което е в основно състояние, или в едно от трите межедупроводни състояния. Посочени са относителните падаме към основното състояние. Доминиращият преход дава α -частици с най-голяма енергия, тъй като енергията възбудени състояния са с намаляваща вероятност. Простата формула, основаваща се само на енергията да очакваме, че например относителната вероятност да $0 \rightarrow 6$ към вероятността за прехода $0 \rightarrow 0$ би била

$$\frac{\omega_6}{\omega_0} = \frac{\exp\left(\frac{4\pi Z\alpha c}{V_6}\right)}{\exp\left(\frac{4\pi Z\alpha c}{V_0}\right)}$$

където V_6 и V_0 са съответно относителните скорости за двата прехода. Резултатът е $5,4 \cdot 10^{-3}$. Наблюдаваното отношение доваделно бариерата на ъгловия момент отношение е $2,10 \cdot 10^{-3}$ (фиг. 6.2). От табл. 6.2 се вижда, че това е била

преход от основно към основно състояние на разпадането (фиг. 6.9), получаваме $3,4 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$. Използвайки уравнението на Фиг. 6.5 е показано да имаме добро съвпадение, резултатът е $6,3$ ни напомня, че не разполагаме с пълна теория. На фиг. 6.5 е показана по-сложна схема на α -излъчвателния преход от основно към основно състояние на разпадането (фиг. 6.9), получаваме $3,4 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$. Използвайки уравнението на Фиг. 6.5 е показано да имаме добро съвпадение, резултатът е $6,3$ ни напомня, че не разполагаме с пълна теория.

Разпадането се случва след β -разпадане на ядрото ^{214}Bi (99% от неговото време прекарва в състояние му състояние). Очаква се, че възбудените ядра ^{214}Po обаче алтернативно α -разпадане към основното състояние на ^{210}Pb е с толкова висока енергия, че то има скорост на прехода е в състояние да се конкурира с α -разпадането. Например скоростта на разпадането $2^+ \rightarrow 0^+$, при което се отделя α -частица с енергия $Q_\alpha = 9,249 \text{ MeV}$ ($T_\alpha = 9,076 \text{ MeV}$ с отчитане на отката) от възбудените състояния на ^{214}Po , може да се намери, като се сравни използвания уравнение (6.12). Като се пренебрегне малкият ефект на бариерата на ъгловия момент, се получава $4,1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Средната скорост на това възбудено състояние е около $0,3 \text{ ns}$, така дава очакваме, че поне $1,4 \cdot 10^{-4}$ от всички разпадане на ^{214}Bi дават α -частици с енергия $9,076 \text{ MeV}$. Вероятност тази част ще падне към по-високите нива на ^{214}Po е $0,021\%$. Тъй като нивото $1,415 \text{ MeV}$ се заселва непряко от β -разпадането на ^{214}Bi и последвалите γ -разпадане на ^{214}Po е пример за случай, когато α -разпадането не изчезва напълно поради конкуриращото го γ -разпадане. (Има ниво в ^{214}Po



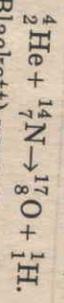
Фиг. 6.3 е енергийна схема на последователно-конверсия. Тяка понякога тези състояния излъчват α -частици. Например ^{214}Po понякога β -разпадането в основно състояние на ^{214}Pb и обикновено се случва много състояние на това ядро ще се достигне или многократно излъчване на γ -лъчи или конверсия. Стойностите на Q_α на α -излъчване са дадени в табл. 6.2. Тези стойности обаче са толкова големи, че те са достатъчни за конкуренция с γ -лъчите и вътрешната конверсия.

Фиг. 6.4 е енергийна схема на последователно-конверсия. Тяка понякога тези състояния излъчват α -частици. Например ^{214}Po понякога β -разпадането в основно състояние на ^{214}Pb и обикновено се случва много състояние на това ядро ще се достигне или многократно излъчване на γ -лъчи или конверсия. Стойностите на Q_α на α -излъчване са дадени в табл. 6.2. Тези стойности обаче са толкова големи, че те са достатъчни за конкуренция с γ -лъчите и вътрешната конверсия.

Столкновењия между јадрата и јагрени реакции

7.1. Исторически увод

На Рџдџрфорд и на други илследователи в областта на физика е било јасно, че е важно не само да се изучаваат спонени на јадрата, но и да се илследва вџможността на јагрените предизвикване на взаимодџствия между јадрата. Понесение на јагрена реакция е направено от Рџдџрфорд пред г., когато той регистрира протони, вџзникнали при бомбардировка на азот с α -чџстици. Тази јагрена реакция е

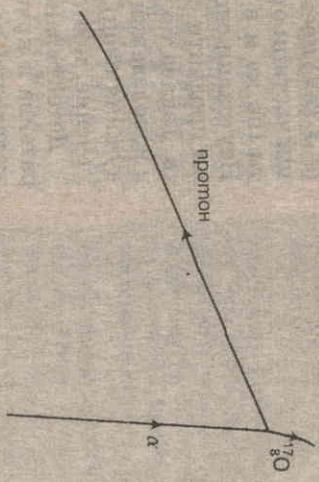
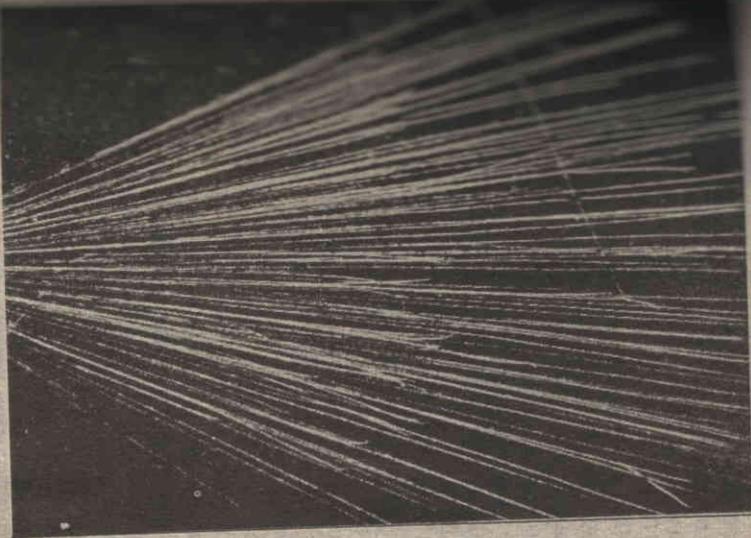


През 1925 г. Блекет (Blackett) успева да заснеме таква реакция в мџглинна камера. Фиг. 7.1 представява репродукция на фотография и тя представя събитие, което се интерпретира пример на горната реакция.

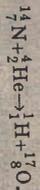
1. Разработване на контролируеми източници на високоенергетични чџстици, които да се използват за бомбардиране на цџстици от избрани јадра.
2. По-задџбочено разбирање на поведението на бџрзите чџстици в настџпщата книга обаче няма да се спираме на тези вџпроси с диаграмата, показваща експерименталните резултати, или фотографии на јагрени процеси и процеси с елементарни чџстици. Вие пак е необходимо да дефинираме понятијата, използвани прџвото от горните две изисквания:

а. Бомбардираща чџстица. Всяко јадро, субатомна или субъатомна чџстица може да се използва за предизвикване на јагрена промена или за сондиране на јадрото, ако притежава податлива кинетична енергия. В трџвите експерименти са използвани протони и α -чџстици. Днес като бомбардиращи чџстици се използват тежки йони (т.е. $Z > 3$), а вече се обџсказваме и с използването на електрони, протони и неутрони (гл.3). По-късно ще видим че като бомбардиращи чџстици се използват и субјадрени чџстици като π -мезони и K -мезони.

б. Висока скорост. Това е малко остаряла терминологија — не се предвид достатъчно или подходящо голџма кинетична енергија. Како е това? От обџи слџбжањия и от разсейването на α -чџстици може да се каже, че за да проникнат в јадрото, заредените чџстици



имат достатъчно голџма енергија, за да преодолџат кулоновата бариера. От разглеждане на α -разпадането обаче може да се види, че падаща чџстица с енергија, помалка от бариерата, би можела да преџде в јадрото само ако џезе квантовомеханичен тунелен ефект да проникне в јадрото и да причини изменението му. Загова очакваме, че бомбардиращите чџстици трябва да имат енергија от порядџка на 1 MeV и повече в зависимост от Z на јадрото мишена. Това ограничување е сила за незаредени чџстици, например за неутроните. За заредени чџстици, например за протоните, енергија мотат да преодолџат кулоновата бариера и неутрони даже с топлинна енергија мотат да проникнат в јадрото.



ката на падащата α -чџстица и неговата кинетична енергија е 1.1 MeV. Јадрото на ${}^{14}_7\text{N}$ отскача на 15° и има енергија околу 1.1 MeV. По пробџта (вж. раздел 11.2) вџзниква и Лийе определџат енергиите на тези чџстици и прџвото, че голџмината ка Q за това събитие е -1.41 MeV. Приетата днес стойност е -1.19 MeV. Местџт на мџглинната камера е описан в текстот на фиг. 6.6. Були известна ирония фактџт, че Блекет и Лиџе откриват осем такви реакции в мџглинна камера, с азот и малка добавка от кислород (за да бџдат с по-фини). Тази снимка, която е една от нај-јоните чџстици, е получџена в смес аргон/кислород/водорог. Единственото разумно објаснение на авторите е, че е забџрзаване с азот. Изгледа, че Блекет и Лиџе анализирањат газ, тџрџат, че артонџт им е с чистот



Падащи (нагливаци) чџстици — бџ и тџе

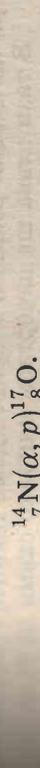
Технологията на ускорителите и снопове от заредени частици е в отпаднали дни значително излизане на продуктите от...
 Тази изисквания невинаги са съвместими. Поста...
 за регистриране на продуктите от стълкновенията...
 необходимите измервания върху тях.
 да се придържаме към следната терминология.
 падаща частица при стълкновение с частица от ми...
 когато падащата частица е един от продуктите...
 бомбардиращата част...
 се извършва, когато падащата частица е един от продуктите...
 другите частици се извършва, когато бомбардиращата част...
 не се изменят вътрешно при стълк...
 взаимодействат други частици. Нееластично разсейване...
 падащата частица се възбужда или разцепва, ако...
 други частици. Ядрена реакция се извършва, ако...
 в ядрените частици между взаимодѣйс...
 Този речник ще се разширява и изменя при...
 реакциите между субядрени частици.
 кратко означение за простите стълкновения. Реак-

$a + A \rightarrow b + B$

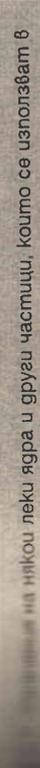
Ядрена реакция, като a е падащата частица, а A е мишената. Символите b и B представляват продуктите на реакцията. Символите b и B е по-лекият продукт. В този случай a и A са крайно състояние. Краткото записване на тази реакция е:

$A(a, b)B.$

Ако ядрата се използва символно означение. Например ядро $^{14}_7\text{N}$ и протон ^1_1H да взаимодействат, образувайки ядро $^{17}_8\text{O}$ и протон ^1_1H . Така например реакцията



може да се запише по-кратко така:



Используемые на някои леки ядра и групи частици, които се използват в ядрените експерименти

Наименование на ядрото или частицата	Означение
нейтрон	n
протон	p
дейтрон	d
трийтрон	t
алфа-кварк	α (рядко използвано наименование)
гамма-кварк	γ
електрон	e
позитрон	e^+

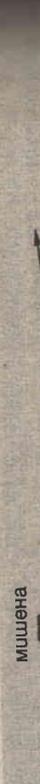
Технологията на ускорителите и снопове от заредени частици е в отпаднали дни значително излизане на продуктите от...
 Тази изисквания невинаги са съвместими. Поста...
 за регистриране на продуктите от стълкновенията...
 необходимите измервания върху тях.
 да се придържаме към следната терминология.
 падаща частица при стълкновение с частица от мишената...
 когато падащата частица е един от продуктите...
 бомбардиращата част...
 се извършва, когато падащата частица е един от продуктите...
 другите частици се извършва, когато бомбардиращата част...
 не се изменят вътрешно при стълкновение...
 взаимодействат други частици. Нееластично разсейване...
 падащата частица се възбужда или разцепва, ако...
 други частици. Ядрена реакция се извършва, ако...
 в ядрените частици между взаимодѣйстванията...
 Този речник ще се разширява и изменя при...
 реакциите между субядрени частици.
 кратко означение за простите стълкновения. Реак-

$a + A \rightarrow b + B$

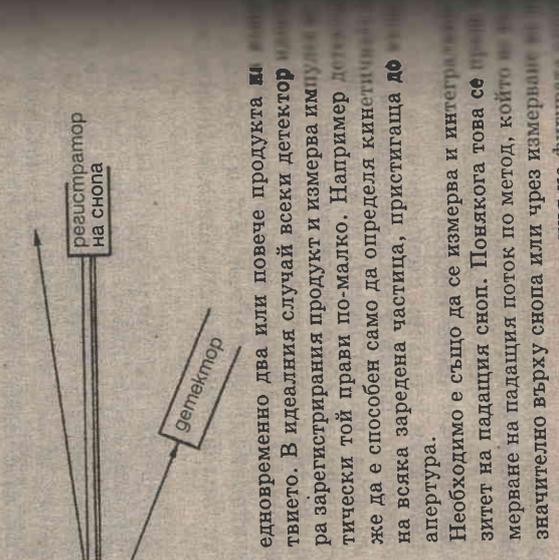
Ядрена реакция, като a е падащата частица, а A е мишената. Символите b и B представляват продуктите на реакцията. Символите b и B е по-лекият продукт. В този случай a и A са крайно състояние. Краткото записване на тази реакция е:

$A(a, b)B.$

Ако ядрата се използва символно означение. Например ядро $^{14}_7\text{N}$ и протон ^1_1H да взаимодействат, образувайки ядро $^{17}_8\text{O}$ и протон ^1_1H . Така например реакцията

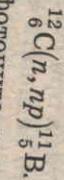


може да се запише по-кратко така:



едновременно два или повече продукта в ядрената реакция. В идеалния случай всеки детектор регистрира продуктите и измерва импулсите на продуктите по-малко. Например детекторът, който е способен само да определи кинетичната енергия на продуктите, не е способен да измерва енергията на продуктите. Необходимо е също да се измерва и интегралът на падащия сноп. Понякога това се прави чрез измерване на падащия поток по метод, който се нарича метод на падащия сноп или чрез измерване на падащия поток в показанието на фигурата.

се записва

$$n + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{11}_5\text{B} + n + p$$


При подходящи условия фотоните и електроните също предизвикват ядрени реакции, затова сме ги включили в на съществуващите кратки символни означения.

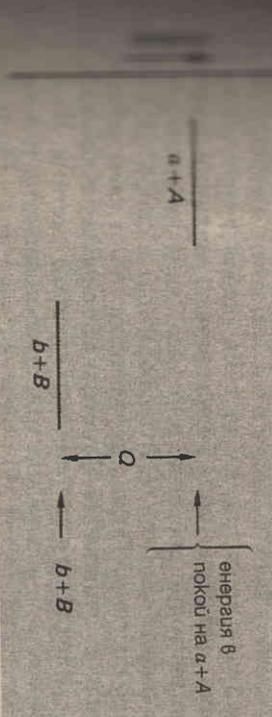
7.3. Кинематика на стълкновенията между ядрата

Няма данни, които да противоречат на принципите за запазване на енергията и импулса, затова приемаме тези принципи за запазване на енергия, това става при много химични реакции, а в някои случаи, че кинетичната енергия на продуктите е по-голяма от взаимодружествените си частици. В ядрената физика и физиката на елементарните частици изменението на кинетичната енергия и енергията Q на дадената реакция. За реакциите, при които реакцията се увеличава, Q е положително. За другите реакции, при които кинетичната енергия намалява, Q е отрицателно. Реакциите с положително Q се наричат екзотермични, а каква е причината за изменение на кинетичната енергия? Първата маса в покой на взаимодружествените частици? И двете. Така че енергията Q на реакцията е точно тази разлика между масите, умножена по c^2 . В табл. 7.2 посочваме някои от ядрените реакции и привеждаме техните стойности на Q (термове). Първата е показана на фиг. 7.3. По вертикалната нива: едното съответства на сумата от масите в покой на A и B другото е същата величина за B и b . Ако $Q > 0$, първото ниво на първата енергия, равна на Q . На тези схеми не е показана теория на относителността, но за ядрените реакции това не е съществено интересно от другите следствия на тази теория. В настоящата глава ще разглеждаме само нискоенергийни стълкновения, в които

Таблица 7.2. Примери за ядрени реакции

Следваме обикновената практика, да се прибавя към уравнението на реакцията енергията Q като аритметична величина

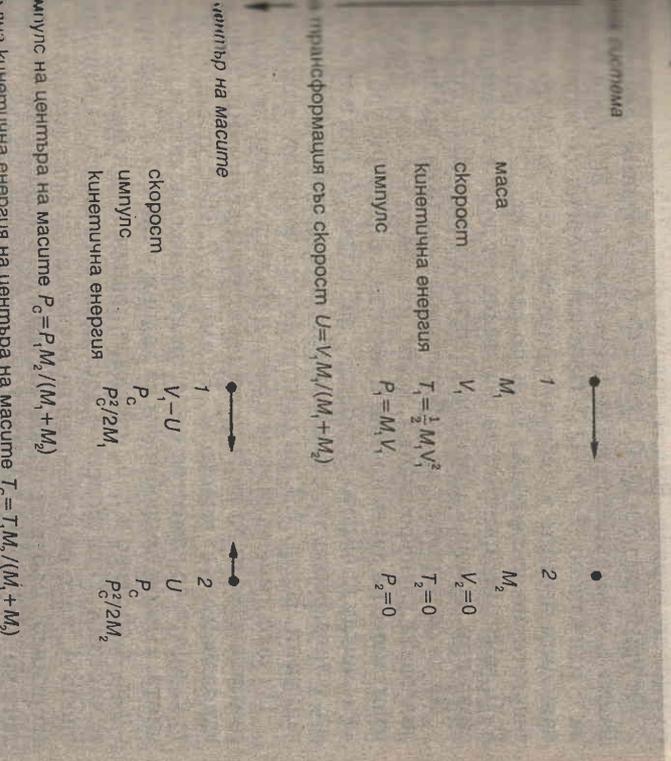
Екзотермични реакции	Ендотермични реакции:
$p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha + 17,34 \text{ MeV}$	$\alpha + {}^7_3\text{Li} \rightarrow p + t + 4,79 \text{ MeV}$
$n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow \alpha + t + 4,79 \text{ MeV}$	$d + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow n + {}^{11}_5\text{C} + 6,47 \text{ MeV}$
$p + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^{12}_6\text{C} - 4,78 \text{ MeV}$	$\alpha + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow n + {}^{10}_5\text{B} - 2,79 \text{ MeV}$
	$\gamma + d \rightarrow n + p - 2,23 \text{ MeV}$



Фиг. 7.3. Схема на енергия за реакцията $a + A \rightarrow b + B$ (екзотермична реакция). Мичните реакции ще имат кой на $b+B$, по-голяма от

енергията, с която първият масов дефект на частиците в реакцията, Q се изменя в реакциите при ниски енергии, Q се увеличава, умножена по $931,5 \text{ MeV}$ (вж. раздел 2.2).

Фиг. 7.4. Това представлява една типична експериментална схема (съкратено таб.). Координатната система, в която частиците имат равни и противоположни импулси, се нарича център на масите (с.д.м.). Строго тази система се определя



Фиг. 7.4. В лабораторния жещата се частица 1 се за стълкновение с неподвижна частица 2. На фигурата е дадена координатната система център на масите

частици в лабораторната система в същата посока, както мишената (наблюдавана в с.д.м.), който е равен и противоположно векторно до добавяне в една система различни скорости чрез падащата частица се трансформират в скорости, наблюдавани в лабораторната система. Такива нерелативистични трансформации наричат галилееви. Кинетичната енергия в лабораторната система — кинетичната енергия на падащата частица. Не цялото кинетично обаче се разпределя при стълкновението, тъй като двете центъра на масите „конфискува“ част от T . Оставащата кинетична енергия е пълната кинетична енергия T_c в системата център на масите $T_c = T_c + Q$. В с.д.м. Дадена е също формула P_c на центъра на масите и от вас се иска да проведете Следващата стъпка е да разгледаме една проста двучастична

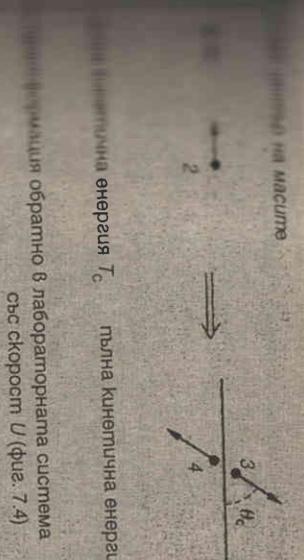
$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4$$

$$Q = [(M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)]c^2,$$

където M са масите. Енергията и импулсът на центъра на масите не се изменят в реакцията, така че изменението на кинетичната енергия от $1+2$ към $3+4$, което е Q , е едно и също и в лабораторната система, и в системата център на масите. Зайова кинетична енергия $T_c = T_c + Q$. В с.д.м. Двете частици 3 и 4 трябва да се разглеждат равни и противоположни импулси (за големините на тези импулси използваме символа P_c , като с прим е означен импулсът на центъра на масите в с.д.м., а без прим — импулсът на частиците). Крайното състояние в с.д.м., а без прим — импулсът в лабораторната система, удовлетворява. Вижте това на фиг. 7.5.

От трите случая: $Q=0$, $Q>0$ и $Q<0$, последният дава нещо ново. Да е изгълнено $T_c > |Q|$. Платова енергия се нарича енергията на падащата частица в лабораторната система, за която реакцията е енергетично възможна. Тя е по-голяма от Q . Реакциите, за които $Q > 0$, могат по принцип да се извършват дори и когато стълкновението става при нулева кинетична енергия на падащата частица.

За да се върнем към лабораторната система, трябва да обхрнем изгълнето на двата крайни продукта напред. Фигура 7.5 показва каква между крайното състояние, наблюдавано във всяка от двете системи, и дава формули, с които могат да се трансформират кинематични величини. В зад. 7.2 ви предлагаме да докажете тези формули. Цялата кинематика се прави най-лесно, като се използват относителните изрази за всички кинематични величини. Това означава използване M_c^2 вместо M , P_c вместо P . Изключението прави скоростта v , която се замества с v/c , за да се съгласува и опростят уравнения. Някои подробности са дадени в табл. 7.3. Трансформациите в с.д.м. и обратно в л.б. изискват познаване на масите на реагиращите частици. Обикновено е достатъчно точно да се използва масата M , като се пренебрегва масовият дефект (използва се вместо $M_c^2 = 938,54 \text{ MeV}$). Ако точноста, която следва от използването на M , е недостатъчна, верооятно ще се наложи да използват



пълна кинетична енергия $T_c = T_c + Q$.
свс скорост U (фиг. 7.4)

$$P_c \cos \theta_c = P_c \cos \theta_c + M U$$

обратно към лабораторна система „изхвърля“ тези промени в кинетична енергия и импулс по посока на падащата частица. За да се възстанови импулсът по посока на частицата i ($i=3,4$), трябва да се прави трансформацията, ще се спрем на частицата 1 ($i=3,4$). Тя има импулс P_c , който се разлага на напречна компонента $P_c \sin \theta_c$ и надлъжна компонента $P_c \cos \theta_c$, като те са напречна и надлъжна посоката на падащата частица. При трансформацията се добавя едни посоката на падащата частица. При трансформацията се добавя едни посоката на падащата частица. При трансформацията се добавя едни посоката на падащата частица.

$$P_i \sin \theta_i = P_c \sin \theta_c$$

$$P_i \cos \theta_i = P_c \cos \theta_c + M U$$

Това не правим за нискоенергетични реакции, където енергията на падащите частици $< 10 \text{ MeV}$. Във втората и третата таблица трябва да се опита да реши зад. 7.3. Във втората и третата таблица трябва да се опита да реши зад. 7.3. Във втората и третата таблица трябва да се опита да реши зад. 7.3. Във втората и третата таблица трябва да се опита да реши зад. 7.3.

Таблица 7.3. Уплътняване за извършване на кинематични изчисления

Вместо (единици)	се използва	(единици)
маса M	(kg)	маса в покои $= Mc^2$ (MeV)
импулс P	(kg m s ⁻¹)	импулс $Xc = Pc$ (MeV)
скорост v	(m s ⁻¹)	скорост $c = \beta$ (безразмерна)

След като навсякъде се свързати с, се получава

$$\beta = \sqrt{2T/M},$$

$$P = \sqrt{2TM} = Mv$$

и всичките формули, дадени на фиг. 7.4 и 7.5, ще станат по-прости, ако математично ги модифицираме, като ги изразим в единици на масата често се дава в MeV/c² или GeV/c², като числото в енергията е MeV или GeV, съответстваща на масата в покои. Така се вижда например, че на протон, който има енергия 1 MeV, е

$$\beta = \sqrt{2/938.3} = 0.046.$$

Имайте предвид обаче, че тези съотношения са нерелативистични.

ЗАДАЧИ

7.4. Дадени са U , P и T_0 дадени на фиг. 7.4.

7.5. Дадени в текста на фиг. 7.5.

7.6. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + {}^3\text{He},$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.7. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.8. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.9. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.10. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.11. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.12. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.13. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.14. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.15. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

Енергията на избитите протони обаче била известна преди, но и просто пресмятане показвало (зад. 7.4), че γ -лъчите били излъчвани от ядрата. И още нещо. Ако реакцията, в която е свързване и като се имат предвид прецизните измервания, мерва пробета и от него оценява скоростите на протоните в тази част при взаимодействието с лъчението ядра на ${}^{14}\text{N}$. Оттук на това лъчение дава възможност да се определи масата на ядрата, че тази маса е $(1.16 \pm 10\%) M_p$. Този резултат той твърди, че като доказателство за съществуване на неутрона. Измерването между масите на неутрона и протона.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Енергия Q на реакция. Това е количеството енергия, с което сумата на енергиите в покои на началните участници в ядрена реакция преминава сумата от енергиите в покои на всички продукти на реакцията.

Екзотермична реакция. Реакция, за която $Q > 0$.

Ендотермична реакция. Реакция, за която $Q < 0$.

Масов ефект. Разликата между масата на атома в атомни единици маса и масовото му число. Понякога тя е умножена по 931.5 MeV , за да бъде измерена в енергия.

Лабораторна система. Инерциална отправна система, в която се наблюдава събитие.

за запазване при стълкновението между ядрата

Законите за запазване на енергията и импулса са фундаментални закони на физиката. В ядрените реакции те се запазват, но с някои особености. Енергията се запазва винаги, но импулсът се запазва само ако системата е затворена и изолотирана. В ядрените реакции системата е затворена, но не е изолотирана, защото се отделят частици, които могат да бъдат наблюдавани извън системата. Това означава, че законите за запазване на енергията и импулса са валидни само за системата, която е затворена и изолотирана. В ядрените реакции системата е затворена, но не е изолотирана, защото се отделят частици, които могат да бъдат наблюдавани извън системата. Това означава, че законите за запазване на енергията и импулса са валидни само за системата, която е затворена и изолотирана.

$$v_p = \frac{M_n + M_N}{M_n + M_p},$$

7.16. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.17. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.18. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.19. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.20. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

7.21. Дадени в текста на Q за реакциите

$$d + d \rightarrow n + \alpha,$$

$$d + t \rightarrow n + \alpha,$$

$$a + A \rightarrow b + B_1^* + Q_1$$

$$\rightarrow b + B_2^* + Q_2$$

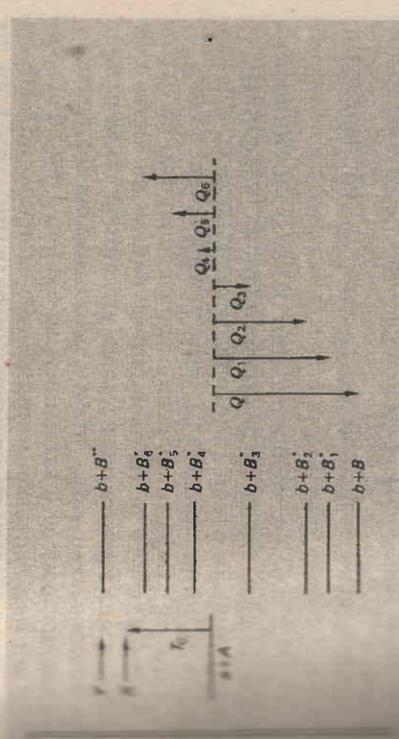
→ и т. н.

тите на Q удовлетворяват условието $Q > Q_1 > Q_2 > Q_3 > \dots$. Схе-
 енергичните нива е показана на фиг. 7.6. Ясно е, че може
 икнат възбудени състояния B_i^* , за които $T_C + Q_i > 0$. За
 нивно T_C кинетичната енергия на b намалява, с намаляване
 ниво става отрицателна и все по-голяма по абсолютна стой-
 ност експериментално, ако сногът от падащи частици a се по-
 при фиксирана енергия и частците b се наблюдават под
 ниво сприво мишената, спектърът на кинетичната енер-
 ност продукт ще отразява спектъра на възбудените състоя-
 е показано в идеализиран вид на фиг. 7.7:

чната на пиковите може да се изменя от ниво на ниво
 и динамични ефекти. Такива ефекти или закони за за-
 не могат дори да потиснат възникването на някои нива.
 да съществува експериментален фон, върху чиято под-
 а „лягат“ пиковите, и поради това да стане невъзможно
 вдването на слаби пикове.

но разделяне по енергия на спектрометъра, дисперсия в
 мити на падащия сноп, както и ефекти в дебела мишена,
 доведат до разширение на наблюдаваните пикове,
 по-голямо от тяхната естествена широчина, и да попре-
 точното измерване на енергията им.

точност може да искаме $b = a$ и тогава $B = A$ или A^* и
 нчно или нееластично разсейване на a от A . В първия
 енено $Q = 0$, а във втория $Q < 0$. Като се дават подхо-
 в T_C , може да се изследват енергичните нива на A .
 ност със състоянията B^* или A^* ? Вече знаем, че ако енер-



Фигура 7.3 за реакцията $a + A \rightarrow b + B$ и пред-
 енергичните нива на крайното състояние, в което ядрото
 в своето основно състояние или в някое от възбудените
 1, 2, 3... В този пример Q_1, Q_2, Q_3 са по-големи от 0, но Q_4
 е от 0. Ако T_C е енергията при взаимодействието $a + A$ в
 ниво, могат да бъдат достигнати всички нива на $b + B^*$,
 енергията X . Ако нивото Y , означено с $b + B^*$, е най-
 ниво, което е възможно разпадането на B , височината на Y
 енергия за тричастично крайно състояние. Раз-
 най-малка енергия, обикновено е излъчване на нук-
 ност T_C височината на $b + B^*$ над $b + B$ е съответната
 (фиг. 4.3).

7.5. Какво може да научим от изучаване на ядрените реакции

Ядрените реакции са физично явление и като такава заслужа
 изучаване и разбиране. Те ни помагат да увеличим познанията
 в други области и тук привеждаме списък на четири такива об-
 тки, който без съмнение е непълнен. Нека го разгледаме и ви-
 кой, който означава всеки пункт.

1. **Маса на ядрата и енергични нива.** Ядрените реакции
 ват прекарасна възможност за измерване на разлики в ядрен
 маси. Това е така, защото нарастването или намаляването на
 тична енергия е именно тази разлика в масите, а взаимното
 връщане на енергия в маса става чрез връзката

$$1 \text{ keV} = 10^{-6} \text{ u.}$$

Точното измерване на енергията Q на реакцията дава много
 разликата в масите. Освен това, както скоро ще видим, в ядрен
 реакции могат да се образуват и изучават възбудени енергич-
 нива на ядрата, а енергията на възбуждане да се измерват с по-
 точност. Това е предмет на **ядрената спектроскопия**.

2. **Размери и строеж на ядрата.** Ръдърфордното разсейване
 тично разсейване и отклонението от очакваното ефективно
 дава информация за размерите на ядрата. В раздели 3.2–3.5 по-
 ме как еластичното разсейване, по-специално това на неутрони
 трони, дава информация за разпределението на веществото и за
 ядрата. Много ядрени реакции имат пълно и парциално ефе-
 сечение, което силно зависи от състоянието на вътрешното дви-
 на елементите, съставящи падащите частици и продуктите. Тези
 разбирането на механизма на ядрените реакции ни позволява
 следваме в детайли ядрения строеж. Тази тема е почти изцяло
 обсега на настоящата книга. Все пак имайте я предвид.

3. **Нуклеосинтез в астрофизиката и космологията.** Разби-
 транието на природните изотопи на Земята, в звездите и в
 къде във Вселената е свидетел за тяхната история. Процесът
 съдържание на хелия, създаден при Големия взрив, е не
 която се измерва, и всеки модел на това събитие трябва да
 правилни резултати за тази величина. Превръщането на
 в тежки елементи в звездите и в свръхновите е явна особен-
 настоящото развитие на Вселената. Количественото по-
 ядрените реакции е важен инструмент в разбирането на
 и в гл. 14 ще обсъдим някои техни аспекти.

4. **Генериране на енергия и изкуствено получаване на енергия**
 Получаването на ядрена енергия днес е въпрос от социално
 дустриално значение. Много изкуствени изотопи се произве-
 дустрията и в медицината. В раздел 7.12 накратко ще се обър-
 физиката на получаване на ядрена енергия при делене на
 в раздел 7.14 — при реакции на сливане, които са възможни
 ник на енергия в бъдеще.

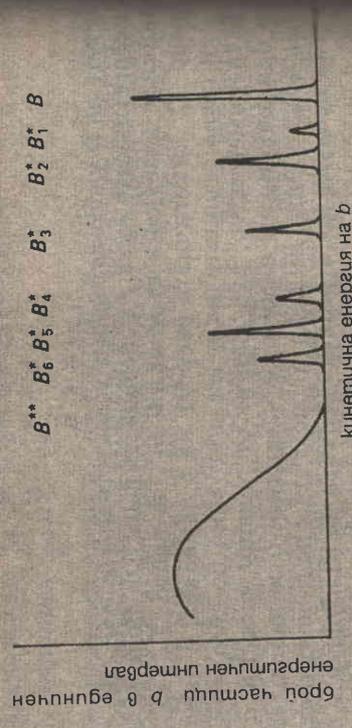
7.6. Ядрена спектроскопия

Да разгледаме реакцията $A(a,b)B$:

$$a + A \rightarrow b + B + Q.$$

Символът B означава ядрото B в основното му състояние
 ро обаче може да възникне в едно или в редица от

- ментар
- 1) маси на ядрата и енергични нива;
 - 2) размери и строеж на ядрата;
 - 3) нуклеосинтез в астрофизиката и космологията;
 - 4) генериране на енергия и изкуствено получаване на изотопи.



Фиг. 7.7. Спектър на кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на нивата на фиг. 7.6 и падаща енергия, голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на фиг. 7.6). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаването на масата на B . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в няколко крайно състояния ще бъде поне от три частици. Затова енергията на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клони към нула.

Кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на нивата на фиг. 7.6 и падаща енергия, голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на фиг. 7.6). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаването на масата на B . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в няколко крайно състояния ще бъде поне от три частици. Затова енергията на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клони към нула.

Кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на нивата на фиг. 7.6 и падаща енергия, голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на фиг. 7.6). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаването на масата на B . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в няколко крайно състояния ще бъде поне от три частици. Затова енергията на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клони към нула.

Кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на нивата на фиг. 7.6 и падаща енергия, голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на фиг. 7.6). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаването на масата на B . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в няколко крайно състояния ще бъде поне от три частици. Затова енергията на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клони към нула.

Кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на нивата на фиг. 7.6 и падаща енергия, голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на фиг. 7.6). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаването на масата на B . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в няколко крайно състояния ще бъде поне от три частици. Затова енергията на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клони към нула.

Кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на нивата на фиг. 7.6 и падаща енергия, голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на фиг. 7.6). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаването на масата на B . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в няколко крайно състояния ще бъде поне от три частици. Затова енергията на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клони към нула.

Кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на нивата на фиг. 7.6 и падаща енергия, голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на фиг. 7.6). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаването на масата на B . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в няколко крайно състояния ще бъде поне от три частици. Затова енергията на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клони към нула.

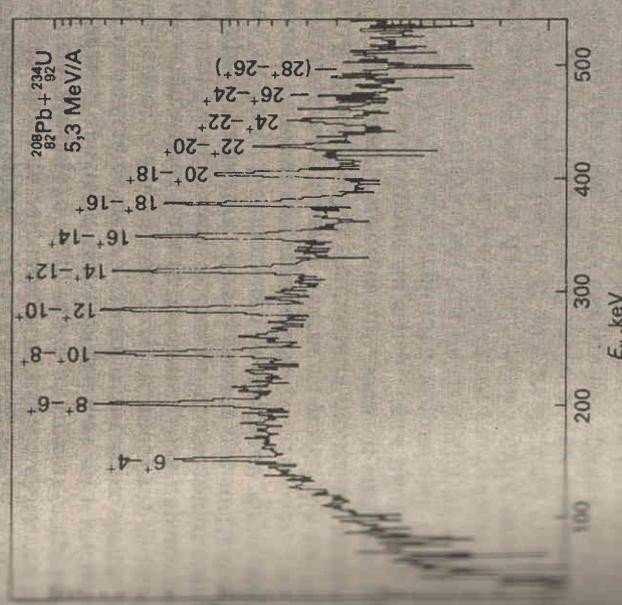
Кинетичната енергия на частиците b , излитани при фиксирания ъгъл спрямо падащия сноп в реакцията $a + A \rightarrow b + B$, която съответства на схемата на нивата на фиг. 7.6 и падаща енергия, голяма от праговата, за да се предизвика разпадането на B (енергията на фиг. 7.6). Ако се проследи спектърът на частиците b от кинетичната енергия, намаляването на кинетичната енергия съответства на увеличаването на масата на B . Под дадена стойност на енергията B може да се разпадне в няколко крайно състояния ще бъде поне от три частици. Затова енергията на кинетичната енергия на b е непрекъснат и клони към нула.

ЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Нееластично-ядрена спектроскопия. Наука за измерване и интерпретиране на ядрените енергетични нива и преходите между тях.

Нееластично-ядрено възбуждане. Нееластично-ядрено възбуждане на ядро с голямо Z от ядро, при което ядрата не се доближават достатъчно, за да възбудят ядрото на ядрените сили, но кулоновото взаимодействие, имащо дълъг радиус действие, може да повлияе на ядрото.

енергии на възбуждане. Изследването на ядро се бомбардира с йони с достатъчно висока енергия, за да е възможно възбуждането чрез кулоново взаимодействие, което е с голям радиус действие. Енергията обаче не трябва и да е много висока, за да могат йоните да влезе в контакт, предизвиквайки значителен брой ядрени реакции. Кинетичната енергия се превръща в енергия на възбуждане чрез кулоновото взаимодействие, откъдето идва и названието кулоново възбуждане. Ядрата с голямо Z дават по-голям дял на възбудени ядра. На фиг. 7.8 като пример е показан спектър, получен при кулоново възбуждане.



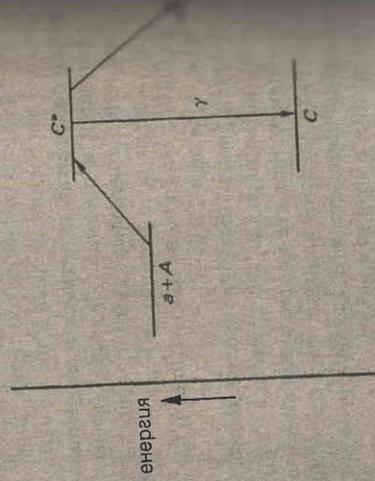
Фиг. 7.8. Енергийни нива в ядрото $^{208}\text{Pb} + ^{234}\text{U}$ при енергия на мишената ^{234}U , бомбардирана с йони с кинетична енергия $5,3 \text{ MeV}$ на нуклеон (пълна енергия на ядрото е $41,1982$). Пиковите се дължат на γ -лъчи, излъчени при разпадането на редица нива в мишената. Тези нива се заселват при възбуждане на ядрата в мишената при стълкновение от разпадащи частици. Пиковите са разположени върху континуум, който не са отделили напълно енергията си в детектора, а в него са влязли γ -лъчи от ^{208}Pb , тъй като енергията на това ядро се намира на $2,6 \text{ MeV}$. За всяка енергия на възбуждане на ядрото на началното и крайното ядрено ниво съществуват и четността на тези линии показва, че ядрото е в преход. Изучаването на тези линии показва, че ядрото има спин и четност $4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, \dots$. Тези нива са ротационната ивица на ^{234}U . Такива ивици ще бъдат наблюдавани и при възбуждането им чрез излъчване на фотони (фиг. 11.6).

Фиг. 7.8. Енергийни нива в ядрото $^{208}\text{Pb} + ^{234}\text{U}$ при енергия на мишената ^{234}U , бомбардирана с йони с кинетична енергия $5,3 \text{ MeV}$ на нуклеон (пълна енергия на ядрото е $41,1982$). Пиковите се дължат на γ -лъчи, излъчени при разпадането на редица нива в мишената. Тези нива се заселват при възбуждане на ядрата в мишената при стълкновение от разпадащи частици. Пиковите са разположени върху континуум, който не са отделили напълно енергията си в детектора, а в него са влязли γ -лъчи от ^{208}Pb , тъй като енергията на това ядро се намира на $2,6 \text{ MeV}$. За всяка енергия на възбуждане на ядрото на началното и крайното ядрено ниво съществуват и четността на тези линии показва, че ядрото е в преход. Изучаването на тези линии показва, че ядрото има спин и четност $4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+, \dots$. Тези нива са ротационната ивица на ^{234}U . Такива ивици ще бъдат наблюдавани и при възбуждането им чрез излъчване на фотони (фиг. 11.6).

7.7. Модел на съставно ядро

В този раздел ще обсъдим предложения от Бор през 1936 г. модел на съставно ядро при ядрени реакции. Да разгледаме падаща част a и ядро мишена A . В модела се предполага, че a влиза в ядрото и изпитва стълкновение със съставящите го A нуклеона, където изпитва стълкновение със съставящата част от съставящите загуби енергията си и стане неразличима част от съставно ядро, то частици. Тази система се нарича съставно ядро: съставно, съдържа и двете — и падащата частица a и ядрото мишена A , ни така, че и двете загубват своята идентичност. Съставното във възбудено състояние. Възбудеността се дължи както на тичната енергия на падащата частица, така и на енергията на зване, която се освобождава, когато частицата се поглъща от мишена. Съставното ядро трябва да бъде нестабилно, тъй като определението то може да се разпада на $a+A$, а също и на други състояния. Съставното ядро може да премине през редица на съществуване, преди да се разпадне или да излъчи ултра тавното ядро може да се смята за самостоятелен обект, ако време на живота е много по-дълго от времето, за което частица преминава през ядрото мишена. Това характеристично време е по-малко от 10^{-22} s, което означава, че съставното ядро има средно време на живот, по-голямо от около 10^{-21} s и ширината $\Gamma < 1$ MeV. Наблюдават се съставни ядра, чиито ни са по-малки от един електронволт.

Как се наблюдават такива съставни ядра? Да разгледаме реакцията $A(a,b)B$. На фиг. 7.9 е показана схема на нива, която началното и крайното състояние включва и енергетичните ядрото C — съставното ядро на a и A . Така например C е ^{16}O ядрото C — съставното ядро на a и A . Ако кинетичната енергия на падащата a е ^2He , а A е ^{16}O . Ако кинетичната енергия на падащата a нараства, кинетичната енергия в началното състояние (която е пълната енергия в покой на a и A). Ако тази пълна енергия е енергията, съответстваща на C във възбудено състояние, има голяма вероятност ядрото C да се появи именно в това ние. Както отбелязахме, това състояние трябва да е нестабилно. Този хипотетичен случай то може да се разпада на $a + A$ или така на $b + B$ или да смене енергията си направо с γ -излъчване през други възбудени състояния до основното състояние. При e , че възбуденото състояние C^* е съставно ядро. При енергията на падащата частица, така че пълната енергия трябва на масата да достигне енергията в покой на съставно ядро, се очаква пик в парциалното ефективно сечение на разпада



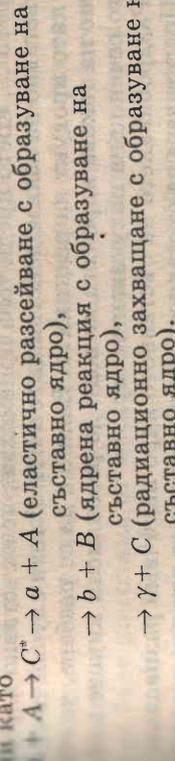
Фиг. 7.9. Схема на енергетични нива, участващи в две реакции, които се извършват чрез едно и също съставно ядро:



и



Съставното състояние C^* се образува, когато кинетичната енергия на падащата частица увеличи пълната енергия (включваща и масата в покой) в системата център на масите до енергията, съответстваща на масата в покой на състоянието C .

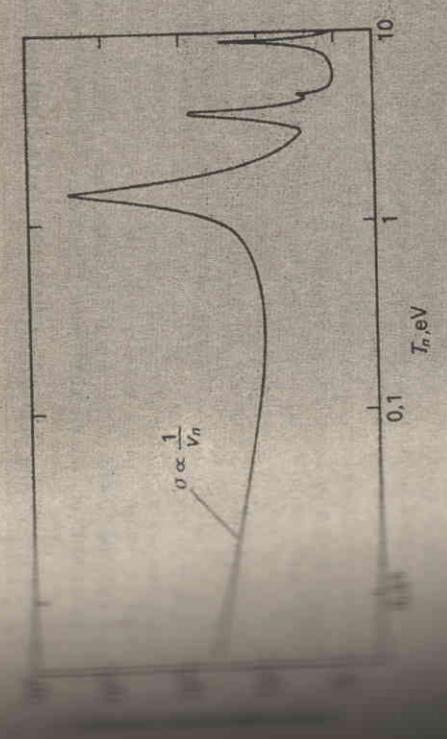


съществува възбудено състояние A^* , то запазването на енергията позволява и реакцията $A \rightarrow C^* \rightarrow a + A^*$ (нееластично разсейване с образуване на ядро).

Обаче се появяват пикове в парциалните ефективни сечения, обяснява да има пикове и в пълното ефективно сечение. В такива ефективни сечения за захващане на бавни нейтрони се наблюдава съществуването на съставното ядро. На фиг. 7.10 е показано ефективно сечение за нейтрони, падащи върху инертна енергия от 5 meV до 10 eV. Има добре проявени пикове от тях показващи съставно ядро. Тези пикове и съответно съставно ядро често се наричат резонанси.

Съставно ядро често се наричат резонанси. Съставно ядро често се наричат резонанси. Съставно ядро често се наричат резонанси. Съставно ядро често се наричат резонанси. Съставно ядро често се наричат резонанси.

Например в хипотетичната реакция



Фиг. 7.10. Ефективно сечение на нейтрони в естествен индий (96% ^{115}In) в зависимост от кинетичната енергия на нейтрона T_n в интервала от 0 до 10 eV. Предвид, че двете скали са логаритмични, така че пикове над континуума изглежда намалена. Тези пикове са дължи на съответства на формирането на съставното състояние. Между $T_n = 0$ и 1 eV няма резонанси, но поведението на сечение се определя от близко разположените резонанси възбудени състояния на ^{116}In под $T_n = 0$. В резултат на това сечение се изменя като v_n^{-1} , където v_n е скоростта на нейтрона. Този малък пик, който се дължи на нейтронен резонанс

ядро C^* , което преди това приемахме, че е съставно ядро, а не е съставно ядро, което се разпада на частици a и A . В този случай C^* е съставно ядро, което се разпада на частици a и A . Важно е да се разбере, че C^* не е съставно ядро, а е съставно ядро, което се разпада на частици a и A . Важно е да се разбере, че C^* не е съставно ядро, а е съставно ядро, което се разпада на частици a и A .

Раздробяването на съставното ядро наричаме разпада. Представата за съставното ядро може да се разшири на елементарните частици, където някои ефективни взаимодействия съдържат резонанси. В тази област промиране не води до ядро, а до възбудено състояние на кварта. В действителност идеята за съставното ядро има много аспекти, отколкото възбудеността на едночастично, единично състояние. При енергии на падащите частици в интервал 1–20 MeV в ефективното сечение може да не наблюдаваме пикове, но въпреки това да се образува съставно ядро. Енергий броят и широчината на състоянията са такива, застъпват, и при недобро разделяне (например при големи енергии) наблюдаваното сечение (например при големи енергии) може да се образува съставно ядро. Енергий броят и широчината на състоянията са такива, застъпват, и при недобро разделяне (например при големи енергии) наблюдаваното сечение (например при големи енергии) може да се образува съставно ядро.

В действителност идеята за съставното ядро има много аспекти, отколкото възбудеността на едночастично, единично състояние. При енергии на падащите частици в интервал 1–20 MeV в ефективното сечение може да не наблюдаваме пикове, но въпреки това да се образува съставно ядро. Енергий броят и широчината на състоянията са такива, застъпват, и при недобро разделяне (например при големи енергии) наблюдаваното сечение (например при големи енергии) може да се образува съставно ядро.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

съставното ядро. Модел на ядрени реакции, според които ядрото се образува от комбинацията на падащата частица с ядрото мишена.

ядро. Промеждутъното състояние, което се образува при взаимодействие на падащата частица с ядрото мишена.

Пик в ефективното сечение, който може да се образува при взаимодействие на падащата частица с ядрото мишена.

Съставно състояние. Термин с по-широк смисъл от ядро, който включва възможността частиците да бъдат свързани в ядро, а на други техники.

Област на континуума (статистическа област) на съставно състояние в област, където резонансите са широки и многобройни и където те се застъпват един с друг, че не могат да се разделят поотделно.

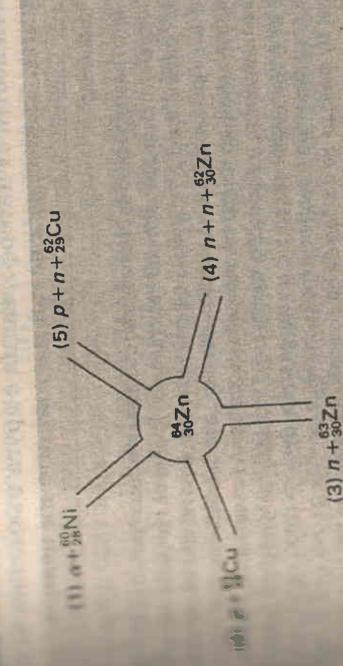
7.8. Свойства на съставното състояние

В началото — отново терминология: разновидността на състояние, дефинира канал. Състоянието, което се образува при взаимодействие на падащата частица с ядрото мишена, също е канал. Трябва да съществува поне един канал, а могат да бъдат и повече. В примера от раздел 7.8, (γC) и (αA) всички тези хипотетични възможности са и канали, които съдържат всички канали, участващи при разпада.

на съществяване на тричастични съгласовани състояния на падащата частица с възбудено ядро състояние, ако един канал (например (αA)) има връзка с състояние C^* , масата на съставното състояние е масата от масата на канала. В този пример това е $M_C + M_A$.

Това точка разпадането на съставното състояние е съставно ядро на радиоактивно ядро. Многоканалното състояние на радиоактивно ядро. Многоканалното състояние на радиоактивно ядро е еквивалентно на радиоактивно състояние на радиоактивно ядро. Ето защо всички понятия като скоростен коефициент на разклонение (огнителна вероятност) на линията, за които стана дума в раздел 7.8, са съставни състояния имат твърде кратко средно време на живот, за да може да се наблюдават непосредствено, а не само след разпада.

Това да бъде пряко наблюдавана. Проверка невяно идеята, че съставното ядро загубва енергия си за това, как е формирано. Това е хипотезата на Бор: получаването и разпадането на съставното ядро. Това означава, че скоростите на преход в разпада са независими от това, как е получено състоянието. И това е използването на идеите от радиоактивността. И това е използването на идеите, които никога не се формулира при разпада на радиоактивността, е, че вътрешните енергии на радиоактивността са независими от това, как и каква е енергията на радиоактивността. На фиг. 7.11 е показан случай, използван в една от хипотезата на Бор.



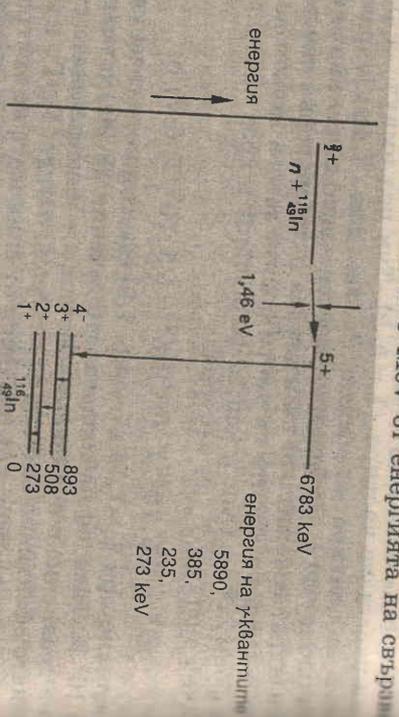
Проверка на хипотезата на Готшал (Ghoshal, 1950). Той измерва отново енергията на възбуждане в каналите на възбуждане и в зависимост от енергията на възбуждане и образуването от това, дали състоянието е образувано от ^{64}Zn и заговя било необходимо да се изменя от 5 до 33 MeV в канал 2. Експериментите на Готшал са планирани да покрият енергии на възбуждане в ^{64}Zn в канал 1. Положението при тези енергии на възбуждане в ^{64}Zn в канал 1. Положението при тези енергии на възбуждане в ^{64}Zn в канал 1. Положението при тези енергии на възбуждане в ^{64}Zn в канал 1. Положението при тези енергии на възбуждане в ^{64}Zn в канал 1.

относителна вероятност трябва да бъде по-малка от 1, в резонанси на бавни неутрони тя е много по-малка от 1.

2. *Разпадане чрез излъчване на фотон и неутрон.* Във вероятности имат важни следствия. Ако е възможно излъчването на много по-вероятно. Но за съставните състояния първото е много по-вероятно, той може да има само същата типична енергия, каквато е енергията на захванатия неутрон. Основното състояние е обикновено с няколко мегаелектронволта излъчване на фотон с относително голяма вероятност, откъдето излъчване на бавен неутрон (обикновено няма други отвори ли). Това положение с енергията е показано на фиг. 7.10.

цията $^{115}_{49}\text{In} + n \rightarrow ^{116}_{49}\text{In}^*$, която има резонанс при 1,46 eV. Това ядро е с 6784 keV над основното състояние на $^{116}_{49}\text{In}$. Състояние има много други нива и съответно много начини да се излъчи енергията чрез излъчване на γ -лъчи, като в един от преходите е показан на фиг. 7.12. Веднъж образувано съставно ядро може с вероятност 4% да излъчи неутрон с енергия 1,46 eV при пренебрегване на отката) и с вероятност $(\Gamma_n/\Gamma_\gamma = 0,04)$, където Γ_n/\hbar е прътната скорост за преход чрез неутронно разпадане на съставното състояние). Този случай е в основният начин за разпадане на бавни неутрони от средни и тежки ядра.

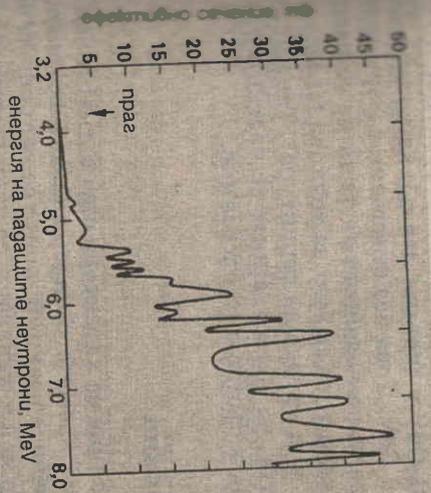
Има интересен, но доста механистичен аргумент защо излъчването на неутрон е толкова малковероятно. При захванането си бавен неутрон разпределя своите 6-8 MeV от енергията на свързаността си в съставно ядро се връща във външно състояние, което е много по-малка от 1, в резонанси на бавни неутрони тя е много по-малка от 1.



Фиг. 7.12. Някои от енергетичните нива, участващи в процеса на захванане на неутрони с енергия 1,46 eV от ^{116}In с образуване на ^{116}In на 6783 keV над основното състояние. На фигурата не са показани всички брой други възбудени състояния. Преобладаващото разпадане на съставно ядро е чрез излъчване на γ -лъчи и на фигурата е показан един от многото пътища към основното му състояние.

и съставното ядро донесената енергия да се разпредели на нуклеоните в даден момент, е много малка с нарастване на A . Изводът е, че Γ_n ще бъде много по-малка от Γ_γ . Читателят сигурно ще намери този извод на A . Читателят сигурно ще намери този извод на A . Читателят сигурно ще намери този извод на A . Читателят сигурно ще намери този извод на A .

и съставното ядро донесената енергия да се разпредели на нуклеоните в даден момент, е много малка с нарастване на A . Изводът е, че Γ_n ще бъде много по-малка от Γ_γ . Читателят сигурно ще намери този извод на A . Читателят сигурно ще намери този извод на A . Читателят сигурно ще намери този извод на A .



Фиг. 7.13. Ефективното сечение за реакцията $^{11}\text{Na}(p, p)^{10}\text{Ne}(Q = -3,59 \text{ MeV})$ в резонанс при $4,5 \text{ MeV}$. Прътът е при $4,5 \text{ MeV}$. В указания интервал от енергии ефективното сечение проявява сложна структура, дължаща се на формирането на съставно ядро. Вероятността за изпускане на протон, при енергия на падащите неутрони не се появяват между прага и 5 MeV , защото кулоновата кулоновата вероятност става все по-прозрачна за излъчвания протон. Вероятността за изпускане на протон, при енергия на падащите неутрони не се появяват между прага и 5 MeV , защото кулоновата кулоновата вероятност става все по-прозрачна за излъчвания протон.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ

Канал. Системи, която се получава при разпадане на съставното състояние на ядро. Канал на мода състои се от групата на частичните канали, които се използват за формиране на неутронно състояние.

Маса на канала. Сумата от масите на частичките или частичките канал.

Хипотеза за независимост. Хипотеза за независимостта на масите на частичките каналите, които се използват за формиране на неутронно състояние.

Захващане. Процес, при който неутрон се захваща от ядро, образувайки съставно ядро.

Разпадане на съставно състояние. Процес, при който образуваното съставно ядро се разпада чрез излъчване на фотон или неутрон.

реакцията ще бъде обратна. В реакцията извън резонансната област са открити много сечения за резонанси и областта трикваркова резонанси и са известни като възбудени системи от кварк-ангикварк, които не са достъпни така че тези резонанси имат средно време на живото около 10^{-23} s. По-голяма част от добре установените резонанси при ядрени реакции Бор има предвид, че падащата кинетичната си формулировка на модела за гъсто изпитване има по-голямо средно време на живото, за което падащата част от ядрото мишично внимание. Понятието за съставно ядро позитрони при високи енергии е наблюдавано възниква при 91 GeV в система център на масите. Ширините, въпреки че падащата енергия не се разпростира, тъй като те се смятат за точкови (засега индивидуалности в съставното състояние).

ЗАДАЧИ

1. Изчислете атомна единица за маса, масов дефект и специфична енергия за ^{12}C и ^{16}O .
 2. Изчислете енергията на свързване на нуклеоните в ядрото ^{12}C и ^{16}O .
 3. Изчислете енергията на свързване на нуклеоните в ядрото ^{238}U .
 4. Изчислете енергията на свързване на нуклеоните в ядрото ^{235}U .
 5. Изчислете енергията на свързване на нуклеоните в ядрото ^{239}Pu .

6. Съставни състояния в ядрен резонанс. Изследване на енергийните нива в ядрен резонанс. Изследване на енергийните нива в ядрен резонанс. Изследване на енергийните нива в ядрен резонанс.

7.9. Преки реакции

Съставното състояние се характеризира с дългото си време на живото. Ядрените реакции, които се извършват за кратко време за такива реакции, се наричат преки реакции. Продуктите на реакцията, които се наблюдават като пикове на енергийната пряка реакция, имат и друго важностелствено, че падащата частца частица. Това е много малко на брой стълкновения с нуклеоните в ядрото и нейният насочен напред стълкновение с нуклеоните в ядрото от реакциите чрез съставно състояние, при

Енергия на α -частиците (с. ц. м.), MeV	Енергия на γ -квантите, MeV
1.30	6.13
1.47	6.92
2.10	7.12
7.14	няма γ -кванти
1.46	6.13
1.62	6.92
2.25	7.12

7.10. Изследване на енергийните нива в ядрен резонанс. Изследване на енергийните нива в ядрен резонанс. Изследване на енергийните нива в ядрен резонанс.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Преки реакции. Ядрена реакция, която се извършва за време, сравнимо с времето за преминаване на падащата частца през ядрото. Това характерно време е 10^{-22} – 10^{-23} s.
Реакции на откъсване. Пряка реакция, при която един или повече нуклеона от преминаващото сложено бързо ядро се прехвърлят в ядрото мишена.
Реакции на подхващане. Пряка реакция, при която един или повече нуклеона от преминаващото сложено бързо ядро се прехвърлят от ядрото мишена на преминаващата бърза частица.

Столкновения между ядрата и ядрени реакции

Ефективното сечение за радиационно захватване в зависимост от енергията на нейтрона $\sigma_{\text{радиационно захватване}}$ е пропорционално на $1/v$, където v е скоростта на нейтрона, а $\sigma_{\text{радиационно захватване}}$ е сечение за радиационно захватване. Тази зависимост на сечението за радиационно захватване е характерна за енергии, по-големи от 1 eV , ефективното сечение се изменя бързо с енергията на нейтрона. Тази зависимост на сечението за радиационно захватване е характерна за енергии, по-големи от 1 eV .

7.10. Опишете накратко принципите на действие на детектори за измерване на радиационно захватване. Как може похороващ нейтронен сноп и мишена с атомен номер Z да бъдат използвани за измерване на:

- 1) възбудени състояния на нуклида ($Z, A+1$);
- 2) възбудени състояния на нуклида ($Z-1, A$)?

При разсейване на α -частици с енергия 10 MeV от вогороз се наблюдава излъчване на γ -лъчение. Каква енергия се появява по време на разсейването на пролетричен нейтрон, което га е различно от даденото в текста на раздел 7.8?

7.11. Може ли га намерите обяснение на факта, че радиационното сечение за захватване е по-вероятно от излъчването от нейтрон след захватване на нейтрон, което га е различно от даденото в текста на раздел 7.8?

7.10. От съставно състояние към пряка реакция

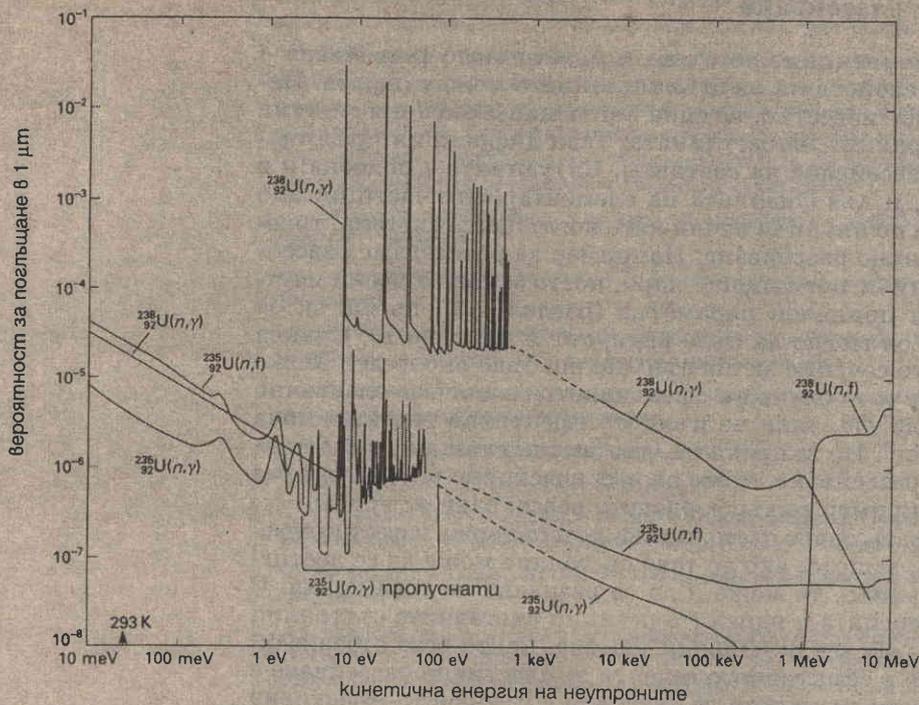
Поради естественото си поведение с образуване на съставно състояние при възбуждане $8-10 \text{ MeV}$ над основното състояние енергетичните нива е много голяма и те стават толкова широк, че се достига преди това да настъпи, въз основа на ядрения принцип на еквивалентност, средната плътност на състоянията, които се увеличават на плътността става невъзможно разделение сумата от няколко резонанса. С увеличаване на енергията на реактивното сечение) флукутира, но флукутациите намаляват с увеличаването на все повече и по-широки резонанси в сумата, докато плътността на състоянията на реактивното сечение стане гладко. По-късно начин механизъмът на реакцията се изменя от режим на формация на съставно състояние към механизъм на пряка реакция. В състояние на захватване се резонанси могат да се определят средно. Нарисуваната картина обаче сигурно е много опростена. Имаме действително много пъти с нуклеоните на ядрото мишена, докато енергията се разпредели между всички нуклеони. В противоположност на цялата реакция е един от нуклеоните в ядрото мишена. Все пак общата картина на съставното състояние трябва да съответства на две, три, четири или повече до много на брой състояния.

Разделяне на делене и ядрен реактор

В реакцията, но също и еластичното разсейване е характерно за делене на ядрата. На практика, че една поглъщаща оптична система е необходима на светлината. Тази дифракция предизвиква разсейване на светлина. Ситуацията е подобна и в ядрения физика на елементарните частици: ако ядрото по някакъв начин като поглъщаща система, трябва да бъде разсейвано. Например да разгледаме разсейване на поглъщащо ядро, което захватва всеки нейтронен параметър (раздел 1.2), по-малък от 1 MeV би могло да бъде радиусът R на ядрото). Очаква се сечение за поглъщане ще бъде около πR^2 . Може да се в този случай и ефективното сечение за еластично разсейване, може да има еластично разсейване без разсейване, може да има еластично разсейване без разсейване, ако до това състояние може да се достигне по някакъв начин, то може и да се разпадне по този канал. Същото е в ядрения физика на елементарните частици: енергията в ядрения реакция съставните състояния стават все по-широки. За това, както вече отбелязахме, в ефективното сечение за еластично разсейване с ядрото на краищата се заглаждат и тръпното ефективното сечение за еластично разсейване започва да се изменя плавно с енергията на нейтрона, както се използва за описание на тези случаи. Читателите трябва да си припомни това, нека погледне раздел 3.7.

Разгледаме спонтанното делене — процес, който става еластично делене на Z и e по-голямо от 92. Ефективното сечение за захватване на Z и e по-голямо от 92. Много важен начин за това е чрез захватване на нейтрона, което е равна на енергията за отделяне на нейтрона от съставното състояние ядро се образува при захватване на нейтрон (вж. раздел 7.8). Енергията за отделяне е по-голяма от енергията за захватване на нейтрон. Така че енергията на делене е най-голяма при захватване от ядра с четно Z и нечетно N , а не на делене на члена на делене. За това при захватване на енергията на Z и нечетно A тя може да стане близка до енергията на делене или да я надвиши. Поради това в такива ядра залавянето на нейтрон е много вероятно да причини делене. Тези ядра се наричат делители. Примери са ^{235}U и ^{239}Pu . Резултатите от делене са две, три, четири или повече до много на брой деленици. Едно деление може да предизвика делене на няколко нейтрона (средно между 2.5 и 3). Енергията на делене е около 200 MeV. Тези нейтрони могат да предизвикат делене на други ядра, които са делители. Така се образува верижна реакция в макрокопичен материал, който съдържа делители. Енергията на делене е около 200 MeV. Тези нейтрони могат да предизвикат делене на други ядра, които са делители. Така се образува верижна реакция в макрокопичен материал, който съдържа делители.

Енергията на делене е около 200 MeV. Тези нейтрони могат да предизвикат делене на други ядра, които са делители. Така се образува верижна реакция в макрокопичен материал, който съдържа делители. Енергията на делене е около 200 MeV. Тези нейтрони могат да предизвикат делене на други ядра, които са делители. Така се образува верижна реакция в макрокопичен материал, който съдържа делители.



Фиг. 7.14. Парциални вероятности за различни реакции на неутрони и естествен метал уран при нормална плътност. На ординатата е нанесена вероятността при пробег в урана от 10^{-6} m, неутронът да се погълне и да причини реакция, отбелязана на кривите. По абсцисата е нанесена кинетичната енергия на неутрона.

(n, γ) = радиационно захващане,

(n, f) = захващане, последвано от делене.

Средното разстояние между резонансите в ^{238}U е около 18 eV, а за ^{235}U — около 0,6 eV. Абсцисата, по която е нанесена кинетичната енергия на падащия неутрон в логаритмичен мащаб, показва очевидното нарастване на плътността на резонансите в ^{238}U при 10 eV и нагоре. При

^{235}U началото е при 0,3 eV. В състояние сме да проследим резонансната структура до около 50 eV за ^{238}U и до около 10 eV за ^{235}U . Над тези енергии с прекъсната линия сме нанесени осреднения ефект на много близко разположени резонанси. Възможността да се наблюдават тези резонанси зависи от разделителната способност на измерваният детектор. Нарастване на енергията се увеличава застъпването на резонансите и крайният ефект са флукутации, които при още по-високи енергии на свой ред се заглаждат.

Тази фигура има за цел само да даде една обща представа за вида на ефективното сечение при всеки от двата главни изотопа на урана. Тя не представя съвсем действителните ефективни сечения.

е, че за стационарна, самоподдържаща се верижна реакция k трябва да е равен на 1 и да е по-голям от 1 за взривна верижна реакция. Нека накратко разгледаме условията, които могат да влияят на k .

На фиг. 7.14 са показани вероятностите за различни реакции на двата главни изотопа на урана: ^{235}U и ^{238}U , извършващи се в естествен уран (съответно 0,7 % и 99,3 %). Показаните вероятности са изразени като вероятност на пробег от 10^{-6} m в метала. Видни са най-важните особености:

1. Освен еластично разсейване най-вероятната съдба на неутрон с енергия под 1 eV е да предизвика делене на ^{235}U , въпреки че този изотоп е само 0,7% от общото количество.
2. Голямо ефективно сечение за радиационно захващане на ^{238}U , особено в интервала 10–1000 eV.
3. Прагът за принудено делене на ^{238}U е малко под 1 MeV.

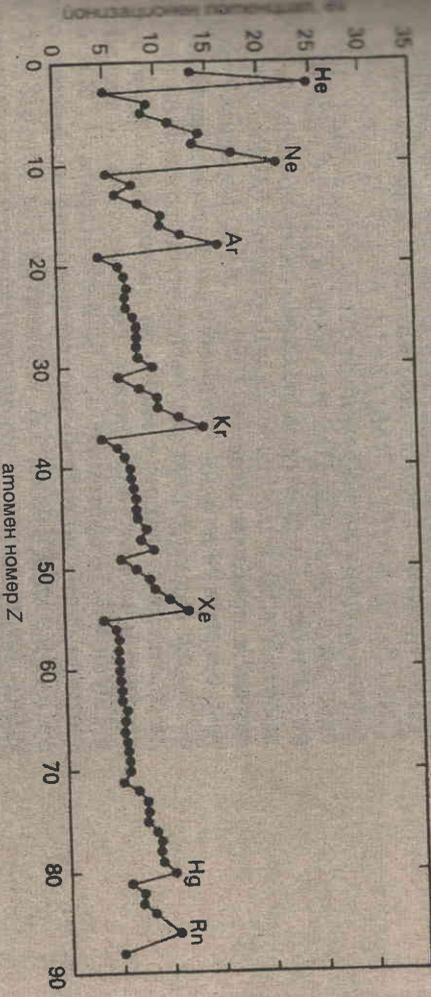
Друг факт е, че излъчените при делене неутрони имат дисперсия по енергия със средна стойност под 1 MeV. Затова по-голямата част от тях не могат да предизвикат делене на ^{238}U . Тогава $k < 1$ и са необходими външни неутрони за поддържане на реакцията.

могелу

кажеме един модел на ядрото — капковия модел, с успешна полумпирична формула за масата. Такава добра стойност за масите на стабилните ядра и дава близо до линиата на стабилност. Но този модел дава са близо до линиата на стабилност. Но този модел дава да каже много за редица важни ядрени свойства. По-късно да каже много за редица важни ядрени свойства. По-късно да каже много за редица важни ядрени свойства.

числа 1

запознат с магичните числа в атомната физика. Те са запознат с магичните числа в атомната физика. Те са запознат с магичните числа в атомната физика. Те са запознат с магичните числа в атомната физика.



Първият йонизационен потенциал (енергия за отстраняване на електрона) в зависимост от атомния номер на елементите. Добра известност „Магични числа“ са дадени от графиката, показана на фиг. 8.1 и изобразяваща първия йонизационен потенциал от атомния номер Z. Останалите елементи са другите благородни газове, при които електроните запълват така нивата, че конфигурацията на последните осем електрона е $(ns)^2 (np)^6$, $n = 2, \dots, 6$. Това са магичните числа в енергията за отстраняване на електрон и протон от ядрата е едно от указанията, водещи до капковия модел на ядрото.

Таблица 8.1. Ядрени свойства, които капковият модел не описва

1. Спин и четност на основните състояния.
2. Спин и четност на възбудените състояния.
3. Съществуване на магични числа.
4. Магични моменти.
5. Глътност.
6. Стойностите на коефициентите в полумпиричната формула за масата (с изключение на кулоновия).

които съответстват на елементите

He, Ne, Ar, Kr, Xe, Hg и Rn.

С изключение на живака (Hg) тези елементи са благородни газове, знаем, че електронният им строеж се характеризира или със замкнут слей от 2 електрона в хелия, или с един или повече запълнени слоеве и 8 електрона, запълващи *s*- и *p*-нивата за съответното главен квантово число. Има и други, по-слабо изразени пикове, когато запълване на слоеве с прибавяне на двата електрона от *s*-нивата могат да се видят при $Z = 4, 12, 30, 48$ и 80 . Живакът е последният от тях. Разстоянието между пиковете се определя от съществуването на преходните елементи, при които с нарастването на Z се запълват вътрешните слоеве от *d*- и *f*-електрони. Пълният комплект от 8 електрона в *s*- и *p*-нивата се разкъсва трудно с изваждане на един електрон. Това води до голяма стойност на йонизационния потенциал (енергия за отделяне на електрон). Ядрените магични числа са

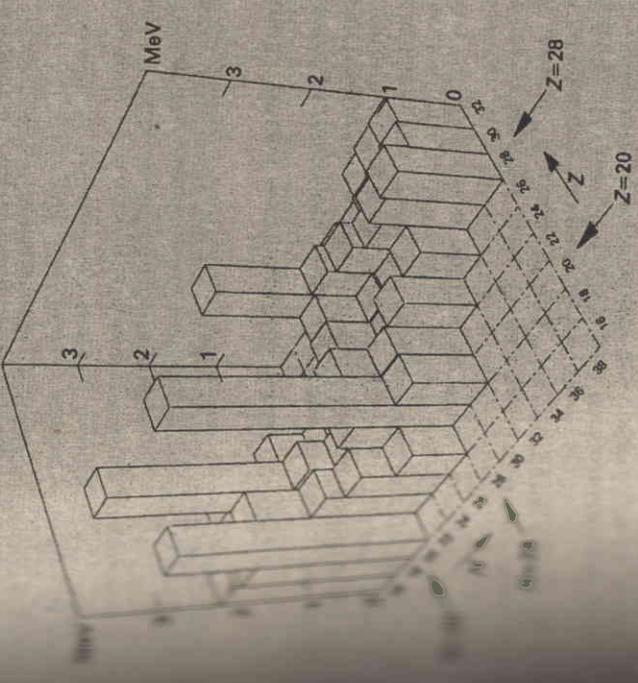
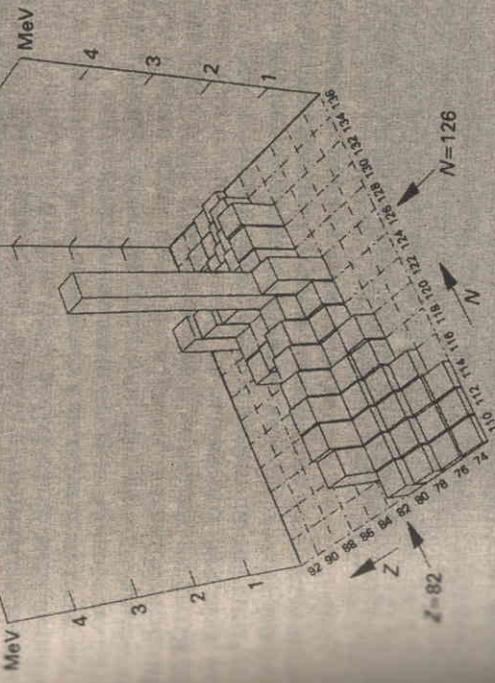
2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126

и те се отнасят поотделно за протоните и неутроните. Какви фактори показват особено значение на тези числа? Полуемпиричната формула за масата предсказва плавно изменяща се енергия на свързване (плавно, ако пренебрегнем члена на свързване и имаме предвид Z и N са цели числа). На фиг. 4.6 е показана специфичната енергия на свързване за ядра с нечетно A : измерените стойности се разклоняват от предсказаните чрез полуемпиричната формула за масата. Енергията на свързване се увеличава в някои области, които са отбелязани с отбелязани със съответното магично число. Това е очевидно, когато и двете, Z и N , са близки до или равни на магично число: $Z=82, N=126$. По-внимателното изучаване показва, че енергията на свързване има максимум, когато последното е магично число от магичните числа. Разбира се, полуемпиричната формула за масата се прилага само за $A > 20$. Енергията на свързване на малки A има пикове при ${}^4\text{He}$ ($Z=2, N=2$ — двойно магично), ${}^{16}\text{O}$ ($Z=8, N=8$ — пак двойно магично), както и при ${}^{12}\text{C}$ ($Z=6, N=6$), ${}^{20}\text{Ne}$ ($Z=10, N=10$) и ${}^{24}\text{Mg}$ ($Z=12, N=12$). Последните ядра имат голяма енергия на свързване от съседите си заради свързването на магично нуклеони. Пик има също и при ${}^{40}\text{Ca}$ ($Z=20, N=20$ — двойно магично). Енергията за отделяне на неутрон се прекъсва в някои случаи с приближаване на N към $N=82$ заради члена на свързване, който се изменя триообразно нагоре-надолу до $N=82$. Тази енергия се изменя триообразно нагоре-надолу и 83 -ия неутрон се спуска надолу с няколко мегаелектронволта и 83 -ия неутрон да се отдели от ядрото с много по-малка енергия, дори неутрон предвид и членът на свързване. Същото става и с магичните числа и 126 за N и за протоните при 50 и 82 . Ядрата със Z или N магични, имат по-голямо разпространение на Земята, отколкото магичните ядра с близко A . Елементите, за които Z е магично число, много повече изотопи, отколкото елементите с немагично число. Елементите с $Z=50$ имат 10 стабилни изотопа. Елементите с $Z=82$ имат повече изотопи, отколкото елементите с немагично число. Елементите с N магично имат ефективно сечение за захващане на неутрон, много по-малко, отколкото съседите им с немагично число. Четно-четните ядра имат основно състояние със спин $J^P=0^+$ и с изключение на два случая първо възбудено състояние с $J^P=2^+$. Двете изключения са ${}^{22}\text{Ne}$ и ${}^{26}\text{Mg}$.

МАГИЧНИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Магични числа. Тези числа са 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126. Те са магични числа за протоните (Z) или на неутроните (N), или и на протоните, и на неутроните в ядрото имат една от следните свойства: ядрената енергия на свързване е по-голяма от очакваната и магичните числа на свързване са по-големи от очакваните. Това се дължи на магичните числа на свързване, които са по-големи от очакваните, когато Z или N са магични числа. Това се дължи на магичните числа на свързване, които са по-големи от очакваните, когато Z или N са магични числа.

Ядрен модел. В който ядрен модел, в който магични числа на нуклеоните в потенциална яма. Група от магични енергетични нива, които са по-ниски от очакваните, както в атомната физика, така и в ядрената физика.

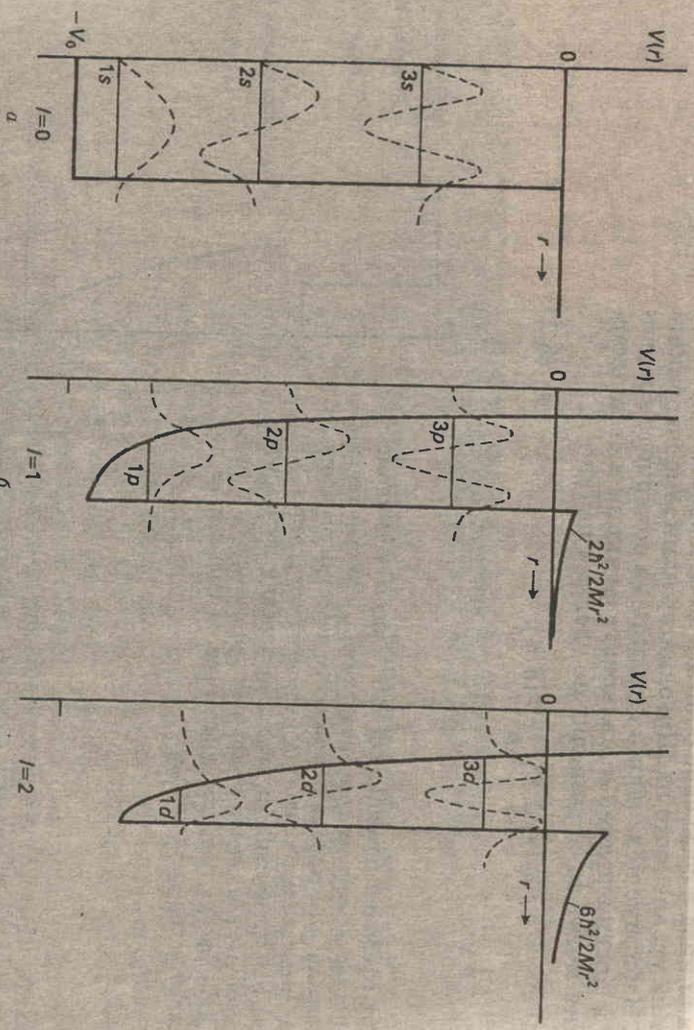


Фиг. 4.6. Представяне на енергията на свързване на първите 2^+ състояния на ядрата: *a* — в областта на $A=208$ и *b* — в областта на $Z=82$ и $N=126$. Области има пикове при ядрата със Z и N магични числа: $Z=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$; $N=2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$. Число на свързване на ядрата с $Z=20, N=28$ и $Z=28, N=50$ е по-високо от очакваното.

Функцията $Y_l^m(\theta, \varphi)$ е сферична хармонична функция m . Поради това състоянието има квантово число на ъглов момент $l(=0, 1, 2, \dots)$ и магнитно квантово число $l_z = m\hbar$. Собствената стойност на квадрата на орбиталния ъглов момент е $l(l+1)\hbar^2$, а на z -компонентата (L_z) е $l_z\hbar$. Да разгледаме Диалната част $R(r)$. Ако положим $R(r) = U(r)/r$, то $U(r)$ явява уравнението

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 U(r)}{dr^2} + \left\{ V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right\} U(r) = EU(r)$$

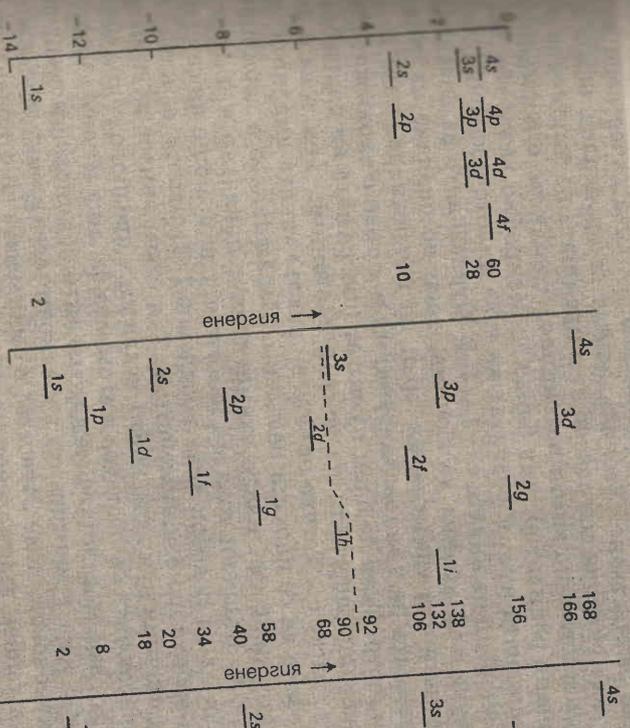
където M е масата на нуклеона, а $V(r)$ — потенциалът на свързана функция $U(r)$ се определят от l и n , което наричаме квантово число. Собствената и стойност E_n е енергията на n -ия + потенциална) на състоянието, характеризирайки се с Третият член в лявата страна е приносът, за който става дума барьера на ъгловия момент. За стационарните състояния го бавка към $V(r)$. На фиг. 8.4 схематично е показан видът на ъгловия потенциал и може да видим, че добавянето на този потенциал към правотъгълната яма води до външен потенциал, който ще задържа нуклеона все по-близо до ядрото на ядрото с нарастване на l . На фиг. 8.4 схематично



Фиг. 8.4. Правотъгълна яма на сферичен потенциал в зависимост от r . Тя се изменя с добавяне на барьерата на ъгловия момент и новите форми са дадени в b за $l=1$ и във c за $l=2$. Едночастичните енергетични нива са показани с хоризонтални линии за състоянията $n, l, n=1, 2, 3$ и $l=0, 1, 2$ (s, p, d съответно), където n е главното квантово число, а l е ъгловият момент.

момент. Прекъсватите линии показват вида на $V(r)$ в съответната ъглова функция, изобразена около своя енергетично ниво, прието за нулева стойност на функцията. Напомняме, че плътността на вероятностното разпределение за частицата в зависимост от радиуса е пропорционална на $r^2 R(r)^2$.

функцията $rR(r)$ за $l=0, 1, 2, \dots$ и $n=1, 2, 3, \dots$. Вижда се това изгласкване към повърхността с n и l също и как при фиксирано n се увеличава кривината на функцията, което означава увеличаване енергията и нарастване на l . Използваме обикновеното спектъра за означенията, които имат главно квантови числа l (n, l) за състоянията, които имат главно квантово число $l=0, 1, 2, \dots$ (квантово число $l=0, 1, 2, \dots$). Това означава, че най-ниското по енергия p -състояние се характеризира с ъглов момент $l=s, p, d, f, \dots$ (квантово число $l=0, 1, 2, 3, \dots$). Най-ниското по енергия f -състояние се характеризира с $l=3$; най-ниското по енергия d -състояние се характеризира с $l=2$; най-ниското по енергия p -състояние се характеризира с $l=1$ и т.н. Това означава, че чистият кулонов потенциал има следното разпределение на енергийните нива: най-ниското f -състояние е $3d$, най-ниското d -състояние е $2p$, най-ниското p -състояние е $1s$ и т.н. Това означава, че чистият кулонов потенциал има следното разпределение на енергийните нива (броени от най-ниската енергия): $1s, 2p, 3d, 4f, 5g, 6h, 7i, \dots$ (където g, h, i, \dots са първото g -ниво, второто h -ниво и първото i -ниво, и т.н.).



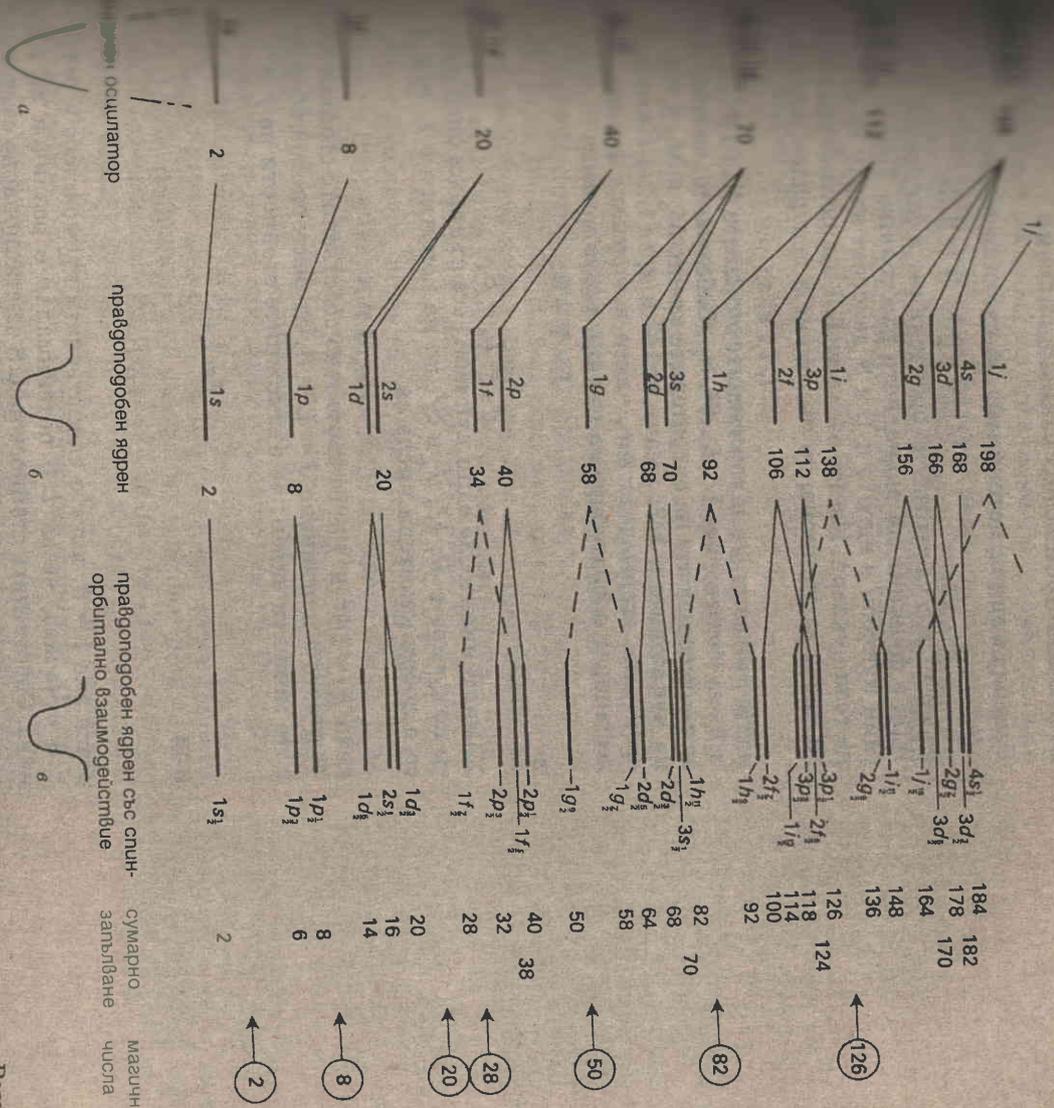
Фиг. 8.5. Енергетични едночастични нива в три сферични ями: a — кулонова, b — правотъгълна яма с безкрайна дълбочина и c — хармоничен осцилатор. В a и b енергетичните нива са нанесени истинските енергии спрямо нулевата енергия, а в c — енергетичните нива са нанесени спрямо нулевата енергия. Мо нуклеоните са разположени правилно за хармоничен осцилатор. Ме сумарното енергийно ниво на енергетичните нива са нанесени истинските енергии спрямо нулевата енергия.

Свое израждане (фиг. 8.5е). Един кратък, но внимателен анализ на фигурата показва следните особености: обща структура на квантовото ниво е $1s$. То е с $3h\omega/2$ над дъното на ямата. Следващото квантово ниво l се намира на $2h\omega$ едно от двете, като енергията е $5h\omega$ над $1s$. Всичко това се обобщава с формулата

$$E_{nl} = \left(2n + l - \frac{1}{2}\right)h\omega,$$

където n дава енергията на нивото n над дъното на ямата. На фиг. 8.5 е показано също и сумарното заселване на нивата, което е от дъното нагоре за случаите на претърсване на неутрони или протони всяко ниво може да се земе по две ориентации на спина $1/2$ умножено по $2l+1$ частни l -състояния. С изключение на $2, 8$ и 20 останалите магнитни нива различно l , или s , са изродени, тъй като отсъства връзката на за случаите на ядрата форма, че да се доближат до по-правилна физическа форма, нивата се разместят. След това разместване, увеличаващият се орбитален ъглов момент l бутва нуклеона все повече към краищата на ямата и то докато към място с по-висок потенциал, отколкото е нормално за вълновата яма. В резултат на това нивото с дадено l има по-голяма енергия от нивата с $l-1$ и $l-2$. Отрязването на потенциалната функция зад ефективния край на потенциала, като се намери кривината на вълновата функция и с това се понижава енергията на нивото. Така че един пункт от програмата ни с подобрена енергия се намали енергията на всички състояния, при това с величина, която расте с l . Тогава нивата в правовълновата яма ще се изместват без обаче да се наруши редът им. Израждането в хармоничния осцилатор изглежда, както схематично е показано в лявата част на фиг. 8.6.

Въртеки това магнитните числа е показано в лявата част на фиг. 8.6. Как да се подобри това положение? Отговорът е: като се използва спин-орбитално взаимодействие. Тук става въпрос за спин и орбитално взаимодействие, който се движи в предположения потенциалното взаимодействие съществува в атомната физика и тя се дължи на взаимодействието на магнитното поле, което електронът при движение си в кулоновото поле „чувства“ в собствената си отпращава система, която дава взаимовъздействие не може да има магнитен произход, тъй като тя било недостатъчно силно. Известно е обаче, че потенциалът между два нуклеона съдържа спин-орбитален член. Тук спин-орбиталният член дава нуклеона, а орбиталният ъглов момент е от всички останали, разположени дълбоко вътре в ядрото, ще бъде нивото като действието на всеки от тях ще се компенсира с действието на някой от другите нуклеони, намиращ се на същото разстояние. Такава взаимна компенсация посочва. Дълго време се е смятало, че



Схематично представяне на промяната в потенциалното поле на едночастичните нива при преминаване от хармоничен осцилатор (а) към правоподобен ядрен потенциал (б) и свързан с добавено инвертно спин-орбитално взаимодействие (в). Отлясно на всяко ниво е показано заселването. При подреждането във l се наблюдава магнитните числа. Останалите взаимовъздействия на нивата ще променят подреждането и заселването магнитните числа.

Спин-орбитално взаимодействие, което се дължи на другите нива. Този ефект на компенсиране е причина силата на взаимодействието да е най-голяма там, където плътността на нуклеоните е най-бързо, затова най-често се приема, че радиалната зависимост на спин-орбиталния член е пропорционална на израз от вида

$$\frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr}$$

3.3). Където $V(r)$ е централната компонента на потенциалната

Сеза променяме потенциала по следния начин:

$$V(r) \rightarrow V(r) + W(r)L.S,$$

където L и S са съответно орбиталният и спиновият един нуклеон в ядрото и L и S действат върху всички на този нуклеон. Когато отсъства L.S-взаимодействието, числата за стационарно състояние в централен потенциал

$$l, l_z, s, s_z,$$

които съответстват на собствените стойности $l(l+1)\hbar^2, l_z\hbar, s(s+1)\hbar^2, s_z\hbar$ на операторите L^2, L_z, S^2, S_z . (Забележете, че изходна на нуклеоните е $1/2$, имаме $s=1/2$ и $s_z=\pm 1/2$.) Наличието на взаимодествията, както в атомната физика, дефинират операторите на пълния ъглов момент:

$$J = L + S$$

и

$$J_z = L_z + S_z.$$

Хамилтониянт на един нуклеон сега съдържа операторите $J^2, J_z, L^2, L_z, S^2, S_z$, но не комутира с L_z или S_z сега добри квантови числа са

$$j, j_z, l \text{ и } s,$$

като $j(j+1)\hbar^2$ и $j_z\hbar$ са съответно собствените стойности на J^2 и J_z като е изгледено $J = L + S$, от векторното събиране на моментите знаем, че възможните стойности на j са

$$j = l + \frac{1}{2}$$

или

$$j = l - \frac{1}{2},$$

освен ако $l = 0$, когато единствената възможност е $j=1/2$. L.S означава, че за $l > 0$ потенциалът е различен за горни нива. Собствената стойност на L.S за стационарно състояние l, j и s ($s=1/2$) е

$$\frac{1}{2} [j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]\hbar^2$$

(вж. зад. 8.1), която при $l \neq 0$ става $\frac{1}{2} l\hbar^2$ и $-\frac{1}{2} (l+1)\hbar^2$ за $j=l-1/2$ съответно. Така че потенциалът за състоянията с $j=l$

$$V(r) + \frac{1}{2} l\hbar^2 W(r),$$

а за състоянията с $j=l-1/2$ е:

$$V(r) - \frac{1}{2} (l+1)\hbar^2 W(r).$$

Следователно състоянията с дадено l се разцепват на две състояния с различно j , когато $l \neq 0$, а при $l = 0$ не се получава изменение брой нуклеони, разрешен от принципа на Паули, на едно ниво дадено j е $2j+1$.

За да се получи съвпадение с експеримента в то...

на нивата в сравнение със случая напри-
матур и възникват нови интервали между
състояния с голямо j падат надолу нагоре
на $j - 1/2$ ($= l$), а други се издигат нагоре
следно на $j+3/2$ ($= l+1$). Резултатът от всичко
в следващия раздел и се вижда на фиг. 8.6.

презапределението на нивата, като отгледя-
хармоничен потенциал, а най-високо са пока-
радионодообен ядрен потенциал, съдържащ спин-
Първата стъпка е да се подреже потенциалът на
интервал, както описахме в предишния раздел, и
стан в програмата ни за подобряване: нивата не
просто изразяване и предишните сумарни числа
20, 40, 70, 112 се изменят, но без да се стигне
Втората стъпка в програмата за
матричните числа. Втората стъпка в програмата за
да се добави инвертният спин-орбитален член. Очак-
ва се да се получи голямо l ще се разцепят значаително. Нивото
на $l/2$ ($j=l+1/2$) и $l/2$ ($j=l-1/2$). Първото ниво
по енергия, но не се спуска чак толкова надолу, че
към нивата $2s$ и $1d$. От друга страна обаче, това
се отдалечава от първоначалната група $2p1f$ и
слей от $2j+1=8$ състояния. Така че следващата
група $2s1d$ със сумарно число 20 води до сумарно чис-
28, а това е следващото матрично число. От първо-
началната група $3s2d1g$ състоянието с най-голям ъг-
потъва надолу и се присъединява към групата
на $l/2$ да я направи с 22 състояния и да завърши слоя с
Същевременно групата $3s2d1g$ (без $1g_{7/2}$) се увелича-
ва надолу към ниво $1h_{11/2}$ и образува нов слой с
но допълнително с $1i_{13/2}$, което се е спуснало отго-
общо 126 състояния, за да се получи
матрично число, достъпно за познатите ни ядра.
изменения след включване на спин-орбиталната
от разцепване на нивата $1f, 1g, 1h$ и $1i$. Тези разцепва-
на фиг. 8.6. Ясно е, че става прегрупироване на нивата
осцилатор, като състоянията с най-висок ъглов мо-
мент стават надолу, за да се образува самостоятелен слой
да се присъедини към по-долната група и да образува

$$1h_{11/2}, 1i_{13/2}.$$

на вниманието на читателя към запъл-
на скали да насочим вниманието на читателя към запъл-
на тези нива. Процедурата е същата, както в атомната
ниво с квантово число j на пълния ъглов момент има
състояния, които съответстват на възможните стойности
на пълния ъглов момент $-j \leq l_z \leq j$. В отсъс-
ващо поле тези състояния са изродени. Състоянието с
напълно поле тези идентични нуклеона.

да се поместят $2j+1$ идентични нуклеона.
на нарастване радиуса на ямата при увеличаване на Д
анство върве в слоевете се изменя със запълването на по-

Нечетно-нечетните ядра ще имат по един протон и един неутрон или по един протон и два неутрона. Числата на протоните и неутроните в ядрата ще имат по един протон и един неутрон или по един протон и два неутрона. Числата на протоните и неутроните в ядрата ще имат по един протон и един неутрон или по един протон и два неутрона.

Един пример е ^{14}N , при който последният неутрон в ядрото се намира на нивото $1p_{1/2}$, така че очакваната действителност това ядро има спин и четност 1^- .

8.7. Електромагнитни моменти — магнитен дипол

Ядра, чийто спин е по-голям или равен на $1/2$, могат да имат и електромагнитен квадруполен момент (вж. раздел 8.6). Всички основни състояния на ядрата тривалентни са електрически неутрални, чийто спин е нула и нямат магнитен диполен момент. Магнитният момент е вектор и за квантова система с момент $\hbar\sqrt{j(j+1)}$ се има предвид и се табулира стойността на z -компонента, когато z -компонентата на ъгловия момент има максималната си възможна стойност, а именно $\hbar j$. Делим жиромагнитното отношение γ чрез уравнението

$$\mu_z = \gamma \hbar j$$

За орбиталното движение ($j=l$) на една заредена частица с заряд e и маса m изглежда

$$\gamma = \frac{e}{2m}$$

За движение, което съдържа и двата ъглови момента — орбитален, γ не е толкова просто. Полагаме

$$\gamma = g \frac{e}{2m}$$

където g се нарича **фактор на Ланде**. В атомната физика μ обикновено се изразява чрез единица, наречена **магнетон на Бор** (μ_B) и тогава получаваме

$$\mu = g \mu_B$$

В ядрената физика и във физиката на елементарните частици нивата е **ядрен магнетон** $e\hbar/2M_p$, като e и M_p са съответно зарядът и масата на протона. Уравнението $\mu = g \mu_B$ пак е в сила, като числото на спина на ядрото и g е **ядреният g -фактор**.

Факторите на ядрата с N_p с нечетно A . Във всички случаи са дадени в табл. 8.3.

Факторите на ядрата с N_p с нечетно A . Във всички случаи са дадени в табл. 8.3.

Факторите на ядрата с N_p с нечетно A . Във всички случаи са дадени в табл. 8.3.

$$\mu_s = g_s s \text{ магнетона}$$

Факторите на ядрата с N_p с нечетно A . Във всички случаи са дадени в табл. 8.3.

$$E = -\mu \cdot B$$

Факторите на ядрата с N_p с нечетно A . Във всички случаи са дадени в табл. 8.3.

$$= 5.788 \cdot 10^{-11} \text{ MeV T}^{-1}$$

Факторите на ядрата с N_p с нечетно A . Във всички случаи са дадени в табл. 8.3.

$$= 3.152 \cdot 10^{-14} \text{ MeV T}^{-1}$$

Таблица 8.4. Стойности на вътрешните магнитни моменти на нуклеоните в ядрата.

Ядрен магнетон	g_s	g_l
2.7928	5.5856	1
-1.9130	-3.8261	0

Спин на ядрото. Пълният ъглов момент на ядрото.

Четност на ядрото. Четността въвлюбовата функция, която описва ядрото на всички нуклеони в ядрото.

Жиромагнитно отношение. Отношението на магнитния момент към ъгловия момент.

Фактор на Ланде. Отношението на магнитния момент в магнетон на Бор към квантовото число на пълния ъглов момент на ядрото.

Магнетон на Бор. Единица за магнитен момент на атома (вж. табл. 8.3).

Ядрен магнетон. Единица за магнитен момент на ядрото (вж. табл. 8.3).

Ядрен g -фактор. Отношението на магнитния момент в ядрен магнетон към квантовото число на пълния ъглов момент на ядрото.

Магнитният момент. Векторна величина, която описва магнитния момент на ядрото.

Магнитният момент. Векторна величина, която описва магнитния момент на ядрото.

ЗАДАЧИ

Осстояние е собствено състояние на операторите J^2 , J_x , J_y , J_z . Покажете, че то е собствено състояние на операторите J_x , J_y , J_z .

$$\frac{1}{2} [l(l+1) - l(l+1) - s(s+1)] \hbar^2$$

получена от уравнение (8.4).

Тези стойности определят стойностите на J^2 и J_z за дадени в табл. 8.4. Тези стойности определят стойностите на J_x и J_y за дадени в табл. 8.4. Тези стойности определят стойностите на J_x и J_y за дадени в табл. 8.4. Тези стойности определят стойностите на J_x и J_y за дадени в табл. 8.4.

Спин и четност на ядрото	Магнитен диполен момент в ядрени магнетони	изчислено	измерено
2,9788			
-2,1276			
3,2564			
-1,1776			
2,6885			
-1,0300			
0,7024			
-0,3221			
-0,2831			
0,7189			
-1,8937			
4,7224			
2,6288			

$$\mu = g_j \mu_N$$

където μ е магнитният момент в ядрени магнетони, а μ_N е ядреният магнетон. g_j е г-факторът на ядрото, а j — спинът на ядрото. Тогава g_j се дава от

$$g_j = g_s \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} + g_l \frac{j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2j(j+1)}$$

Този израз изглежда много сложен, но белгто му разглежда показва, че има проста, повтаряща се структура и че за дадено ядро знакът на g_j е постоянен. Може да намери мнемонично правило, което ще ги постави на правилното им място. Предлагаме ви да докажете тази формула (зад. 8.2).

Има един случай, в който формулата значително се опростява. Ако $j=l+s$ и $s=1/2$, то

$$\mu = g_l j + g_s \frac{1}{2}$$

Физически това съответства на събирането на l и s , така че получим максималното възможно j . Резултатът е проста аритметика. Дали тази формула работи добре (уравнения (8.3) и (8.4)) за всички такива ядра до ^{19}F са показани на магнитния момент празни колони за попълване: едната за стойностите на магнитния момент съгласно уравнения (8.3) и (8.4). Като направите сравнение на тези стойности с измерените стойности на магнитния момент, ще видите, че предсказанията не са много добри, но предсказанията за стойностите на магнитния момент са изобщо пресметнати стойности за $l = j \pm 1/2$ за дадено j . Това означава, че в интервала $-1,913$ и $1,913$ ядрени магнетони да се дава след като веднъж j и четността на едно ядро с нечетно A са дадени.

добро квадратно ядро с нечетно A са дадени. Тези стойности определят стойностите на J^2 и J_z за дадени в табл. 8.4. Тези стойности определят стойностите на J_x и J_y за дадени в табл. 8.4. Тези стойности определят стойностите на J_x и J_y за дадени в табл. 8.4.

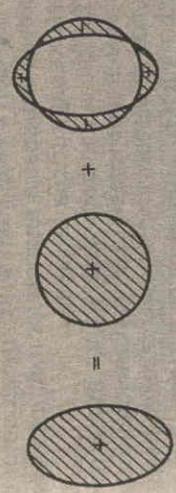
$$P_z = \left(\frac{4\pi}{3} \right)^2 \int Y_1^0(\theta, \varphi) \rho(r) dV,$$

$$P_x \pm iP_y = \left(\frac{8\pi}{3} \right)^2 \int Y_1^{\pm 1}(\theta, \varphi) \rho(r) dV.$$

хармонични функции $Y_l^m(\theta, \varphi)$ трябва да са познати като собствени функции на операторите на орбитален момент и като ъгловата част на ъгловите функции на атом. Моментите, които се намират, като се използва $l \leq m \leq 2$, са компонентите на квадруполния момент. Могат да имат толкова малък електричен диполен момент, колкото е възможно регистрирането му със съществуващата сега технология. Възможно изключение прави неутронът, който сигурно има малък момент, но който все пак е вероятно да бъде измерен с измерителни методи (вж. зад. 13.2 за указанията на това). Ядрата обаче могат да имат изтеглени ядрена форма, вследствие на което ядрото притежава електричен диполен момент. Какво означава това от физична гледна точка е показано на фиг. 8.7. Ако оста на симетрия е по направление z , квадруполният момент се определя с израза

$$Q = \int \rho(r) \{3z^2 - r^2\} dV, \quad (8.5)$$

плътността на заряда, а dV — обемният елемент. Интегрирането по дължина на квадрата, като обикновено за барни (вж. раздел 2.9), което означава, разбира се, големината на заряда на ядрата на електрона.



Фиг. 8.6. Квадруполният момент на положителен заряд (а) има форма на сфера (б) и еквавалентно на сферичносиметричен заряд (в). Квадруполният момент на отрицателен заряд (г) има форма на сфера (д) и еквавалентно на сферичносиметричен заряд (е).

Електрично разпределение на положителен заряд (а) има сферична форма, но няма по-високи електрични моменти. Изтеглени ядрена форма (б) е еквавалентно на сферичносиметричен заряд (в). Известно количество положителен заряд, разделено на две области и с ивица от равен на него отрицателен заряд (г) е еквавалентно на сферичносиметричен заряд (е). Квадруполният момент на положителен заряд (а) и отрицателен заряд (г) се определят по израза (8.5). Квадруполният момент на отрицателен заряд (г) е отрицателен на знака на заряда (а).

$$Q = \int \rho(r) \{3z^2 - r^2\} dV,$$

примесват и не е очевидно защо измереният магнитен момент да лежи между очакваната стойност и стойността, която не може да има в тази изцяло едночастични картина. Ще споменем някои от тях, които все пак ще покажат защо наблюдаваните стойности телно се различават от предсказанията в този едночастичен модел. Ще отбележим, че появяването на такива различия не е изцяло двучастично, тъй като този модел е много прост за твърде сложни ядра. Полезно е да изброим някои възможни причини за различията.

1. Предположихме, че свързаните нуклеони имат вътрешен момент, еднакъв с този на несвързани нуклеони. При едночастичния слоест модел, който предсказва вътрешен момент на ядра с четност A , се предсказва, че спинът на ядрото се дължи на един несдвоен нуклеон (спинът на ядрото се дължи на един несдвоен нуклеон). Нормално двоен нуклеон, при които останалите, нормално двоен нуклеон, да дадат принос към ъгловия момент, такава действителна ъглова функция ще бъде суперпозиция на всички състояния, които имат един и същ пълен ъглов момент. Това се нарича смесване на конфигурациите (mixing). Ясно е, че това положение прави едночастичните изчисления на магнитния момент да имат съмнителна валидност.

3. Съществуването на ядрените сили означава, че в ядрата токове, които се дължат на обмен на заредени π -мезони. Тези токове дават също принос към магнитния момент.

4. В леките ядра има още един ефект, който би трябвало да има предвид. Предполага се, че нуклеонът се движи във външен потенциал, но това не е така за всички ядра. Единичният нуклеон и останалите нуклеони се движат около общия им център на маса, поради което ефективният g -фактор g_i за орбиталния момент не би трябвало да е 0 или 1 съответно за неутрона и протона. Изброените по-горе усложнения са такива, че не сме могли да се занимаем с тях. Все пак ще отбележим, че подобренията да се включват, все още не съществуват напълно.

Има метод за пресмятане магнитните моменти на ядрата, който е известен като метод на пресмятане магнитните моменти на ядрата.

8.8. Електромагнитни моменти — електричен момент

Електромагнитната енергия на система, която се намира в електрично поле, се изразява чрез сума от релативистично електрично поле.

Монополният момент е обмен интеграл на плътността на заряда по обема на системата. Диполният момент има три компоненти P_x, P_y и P_z , в произволна декартова система и е изразен по израза

$$P_x = \int x \rho(r) dV,$$

където $\rho(r)$ е плътността на заряда в точка r , а dV — обемният елемент. С подобни изрази се дават и другите компоненти на диполния момент.

Фигура с нечетно A, двойно заряден спол ± един протон или неутрон

Ядро	Нуклонно едночастично състояние	μ_B
^{17}O	неутрон ($1d_{5/2}$) ¹	- 0,026
^{39}K	протон ($1d_{3/2}$) ⁻¹	0,11
^{81}Br	протон ($1h_{9/2}$) ¹	- 0,35

Деформирани ядра

Ядро	μ_B
^{115}In	1,16
^{109}Ag	2,82
^{175}Lu	5,68
^{181}Ta	4,2
^{197}Au	0,59

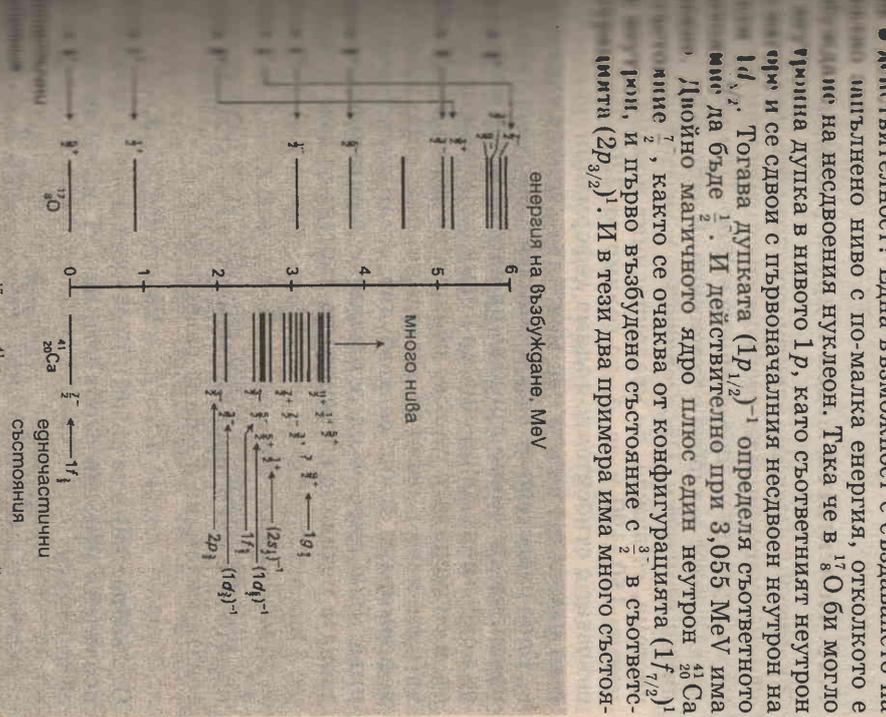
Тази дефиниция изисква импулсът да е ориентиран оста на симетрия да е по оста z и тогава z-компонентата на ядрото е $j_z = j$. За едно ядро с нечетно A тези квантови отнасят до квантовите числа на несдвоените нуклеон и l_1 и l_2 има максималната си стойност l или l-1. Вълновата функция на нуклеон с тези квантови числа е концентрирана към ядрото и затова очакваме ядрото да има сплесната форма и малък телен квадруполен момент.

Двойно магичното ядро (спин нула) трябва да има нулев магнитен момент, но предишните разсъждения показват, че сплеснатостта дава на ядрото малък отрицателен квадруполен момент, а ядрото, на което липсва един протон, е в дупчесто състояние проявява като частица с отрицателен заряд, и очакваме ядрото ще има малък положителен квадруполен момент. Тези предсказания се потвърждават от измерванията за ядрата. Непоосредствени съседни на двойно магичните ядра (табл. 8.9) от запълнените слоеве обаче квадруполните моменти са малки и много по-големи, отколкото е възможно според предсказанията (пак табл. 8.5). Освен това двойно магичните ядра със спин нула (напр. ^{16}O) имат малки отрицателни квадруполни моменти, докато нашият (извънредно) прост модел би предсказал са нула. Наблюденията показват, че далеч от запълнените ядрата са силно деформирани и имат издължена форма. Тези ядра те са слабо деформирани. Тези изводи водят до ядрения модел, който ще обсъдим в раздел 8.10.

ЗАДАЧА

8.5. Изяснете си как биха могли да се измерват гилпоините магнитни и електрични моменти на ядрата.

Едно двойно магично ядро с един нуклеон над запълнените ядра ^{17}O , както е показано на фиг. 8.8. Според слоевото ядро на неутрона са в конфигурацията $(1s_{1/2})^2(1p_{3/2})^4(1p_{1/2})^2$ и един неутрон е в състояние $1d_{5/2}$. Следващите магични нива са нарастване на енергията са $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ и т.н. Естествено е да предположим, че единият на ^{17}O биха съответствали на възбудените на ядрото на тези състояния. Така че очакваме основното състояние на ^{17}O да бъде: $1^+ \frac{3}{2}^+ \frac{7}{2}^+ \frac{3}{2}^+ \dots$. В действителност, показан на фиг. 8.8, е по-сложен и много важни са и движението, в които участват и освен несдвоените неутрон. Такава е обикновено други ядра и затова е ясно, че простият модел не е действителност? Една възможност е създаването на ядрото импулсно ниво с по-малка енергия, отколкото е на несдвоените нуклеон. Така че в ^{17}O би могло да има дупка в нивото $1p$, като съответният неутрон да бъде $1d_{5/2}$. Такава дупката ($1p_{1/2}$)⁻¹ определя съответното ниво да бъде $1^- \frac{1}{2}^-$. И действително при $3,055 \text{ MeV}$ има двойно магичното ядро плюс един неутрон ^{20}Ca с спин 2^- , както се очаква от конфигурацията $(1f_{7/2})^1(2p_{3/2})^1$ и първо възбудено състояние с $\frac{3}{2}^-$ в съответствието ($2p_{3/2}$)¹. И в тези два примера има много състоя-



нията на ядрата (^{17}O и ^{20}Ca) от типа на двойно магично ядро. Всяко ниво е отбелязано със своите спин и четност, и идентифицирано с дадено възможното идентифициране на нивата състояния на несдвоените нуклеон. Има също и идентифицирана дупка, която се дължи на излизане на нуклеон над нивото на това той се свързва с първоначалния несдвоен нуклеон и че могат да се направят някои съответствия, те не могат да се направят на нивата е по-сложен, отколкото могат да бъдат идентифицирани, особено при ^{20}Ca .

нуклеоните, а не само несдвоенният неутрон. В резултат на това първоначално. По принципа всяко състояние ще бъде комбинирано нейните едночастични плъни ъглови моменти. Така например състоянието 2^+ в ^{41}Ca ще бъде суперпозиция на различни конфигурации, измежду които са следните:

$$(1g_{7/2})^{-1}; (1d_{3/2})^{-1}(1f_{5/2})^1; (1d_{3/2})^{-1}(1f_{7/2})^1$$

Това е един пример за смесване на конфигурации, описан в раздел 8.7. За да се предскаже степента на смесване, ходимо много сложно теоретично описание на ядрото.

8.10. Колективен модел и други развигия

В раздел 8.8 описахме електричния квадруполен момент на ядра на зарядово разпределение в ядрото. При това разпределение пични стойности. Проследявайки тези стойности по периода между 150-190 и за A , по-голямо от 220. Затова тези стойности свързват с относително голяма деформация на ядрото. Този раздел ще видим как може да възникне такава деформация от колективно движение на целия ансамбъл от нуклеони, се, в споменатите по-горе области на периодичната четни ядра в основно състояние имат спин нула, но могат деформирани и ако се възбудят, имат ненулеви енергийни нива. Тези нива се идентифицират с ротационна явица. В ротационна механика енергията на въртене се дава с израза

$$E = \frac{I^2}{2\mathcal{J}}$$

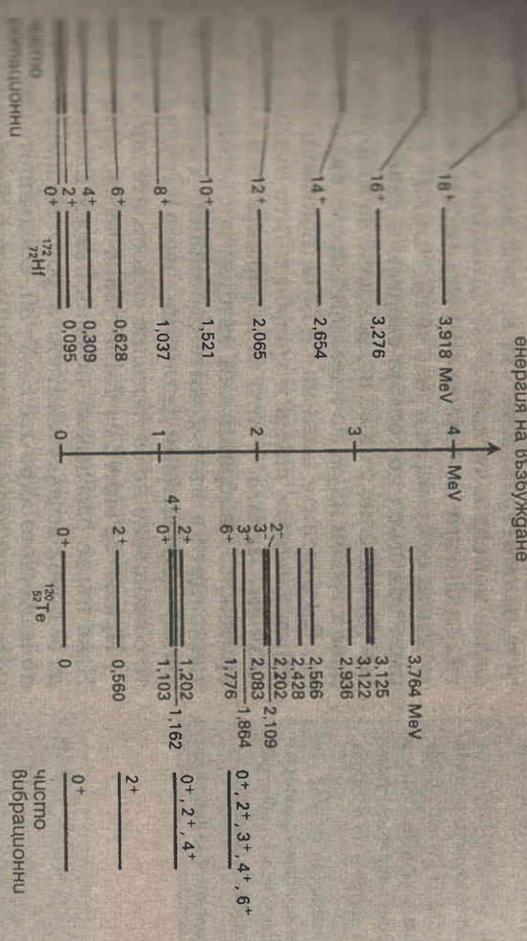
където \mathcal{J} е инерционният момент, а I — ъгловият момент. Това е в механика е в сила равенството

$$I^2 = j(j+1)\hbar^2, \quad j=0, 1, 2, 3, \dots$$

От съображения за симетрия се оказва, че за четно-четно ядро се получават четни стойности на j . Така че за енергетичните

$$E_j = j(j+1)\hbar^2/2\mathcal{J}, \quad j=0, 2, 4, 6, \dots$$

На фиг. 8.9 са показани някои от възбудените състояния на ядро с образец за стойности на E_j , получени с една емпирична константа \mathcal{J} . В зад. 8.7 ви предлагаме да пресметнете стойности на \mathcal{J} и да я сравните с тази, която следва от експериментално измерените възбудени състояния на сфера или по-точно, за въртящ се твърд сферичен обект. че движението не е изцяло движение на издължено твърдо ядро, а частично представлява движение на вървля по повърхността на



инергетичните нива на ^{28}Ni и ^{150}Te . В случая от идеалното разположение на нивата се наблюдава отклонение на реалния случай, което се дължи на смесване на нивата. Това е добър пример на ротационна явица, изчислени за чисто ротатор, основното състояние и към нивото, което се отклонява от реалния случай.

Установено е, че нивата в действителност се увеличават на j . И защо не? С увеличаване на j и на инерционния момент. Освен това да има възбудени състояния, които не са ротационни, а възникват от деформация на ядрото. Ротационните състояния са четно-четни ядра. Но в другите ядра, особено в ядрата с нечетно-четни ядра, енергетичните нива в ротационната явица се отклоняват от уравнение (8.6).

Разгледаме в разрез спектъра на излъчените фотони след кулоново взаимодействие на ядро с показан на фиг. 7.8. Фактът, че въртенето не е като на твърдо тяло, а е колективно движение, предполага, че можем да се приближим до представяне на капковия модел. Класическа картина може да има повърхностни вълни, които представляват колебания на повърхността на деформирана капка. Това е ротационно състояние на ядро, при което не става въпрос за ядро като твърдо тяло. Освен това може да има и около равновесната форма. При ядрата има възможност за осцилации около средната си стойност. Това е „дихателна явица“, но тъй като ядрената материя е силно несвиваема, та-кво движение би имало много висока енергия на възбуждане и не е идентифициран със сигурност нито един такъв случай. Разрешена осцилация на формата е тази, при която ядрото осцилира между издължена и сплесната форма. Нарича се квадруполна осцилация, защото радиусът се отклонява от радиуса на сферата от времето t по-висока, чиято амплитуда е пропорционална на t^2 .

Свойността от ни
в възбуждане се уве
ние със система
на квантувания
по цялото се връжи
рпене на ядрото.
ма (Вибрация). Пе
формата или раз
ри колективно гла
не по нуклеони.
рична вибрация.

оста на сферия. Квантът на това движение е полн
блго момент и четност 2⁺. В идеалния случай два ф
гия, два пръти по-голяма от енергията на един ф
Моменти се сумират така, че да дадат $J^P = 0^+, 2^+, 4^+$
имат три пръти по-голяма енергия и дават $J^P = 0^+, 2^+, 4^+$
Приблизително такава подредба на възбудени състоя
дава в някои ядра, но идеалната представа е далеч от
га. Възбудените нива на ¹²⁰Te са показани на фиг. 8.10
израздането се сменя и трифононните състояния не
познат. Дадата, които са деформирани в основно съ
притежават вибрационни възбудени състояния. Вир
тационните и възбудените състояния, дължащи се на
колко едночастични движения, често е трудно да се раз
те обикновено не са напълно самостоятелни, а смесви.

Правят се опити за съгласуване на слоестия и колеб
Нека първо разгледаме по един съвсем качествен начин
да се появи деформацията на ядрото. Да предположим, че
но магичното ядро със $Z=N=20$. Следващото свободно ниво
колото нуклеона на това ниво имат сферичнонесиметри
функция, която предизвиква деформиране на сферичната
яма на ядрото. Ако при такава деформиране енергията на
намалва, то ще съществува. Изглежда, че в действителност
и предпочитаната деформация е на издължаване. Чрез
състоянията в деформирана яма с помощта на слоестия
Можно да се покаже, че при определена деформация енер
лото ядро е минимална за дадена група нуклеони. С таки
възбудените състояния на ядрата в онези области на ос
тема, където са разположени деформираните ядра.

За читателя този раздел е не повече от увод към ко
обобщения модел. Ясно е, че може да се каже много по
Моделът от само споменатото тук.

ЗАДАЧА

8.6. Спиралите и четностните J^P , както и енергиите E на основното и първ
ни състояния на ядрото на ¹²⁰Ni са дадени в следната таблица:

J^P	0 ⁺	2 ⁺	4 ⁺	6 ⁺	8 ⁺
E , keV	0	100	321	641	1041

Опишете тази серия от състояния и пресметнете инерционния момент на
във броя от възбудените състояния. Коментирайте вашите резултати и
те с инерционния момент на ядрото, изчислен като за твърда сфера
Инерционният момент на пълна сфера е $\frac{2}{5}MR^2$. Приемете, че $R=1.3 \cdot 10^{-14} A^{1/3}$
(Уважителна от изпита по физика през 1983 г. за студентите от Професионалната факултет,
Университет)

8.11. Съгласуване

Простият слоест модел, който описахме, по очевидни причини
нарича и екстремен едночастичен слоест модел. В модела могат
направят подобрения, като се вземат предвид остатъчните
действия, които се проявяват при заглъване на слоестите. В ре
на това се променя подредбата на нивата. Тези

ва възможността за деформиране на ядрата,
деформацията възниква
потенциалната яма. Деформацията възниква
нива в такава яма дават възможност енер
отколкото в случая без деформация. Главната
нива на независимо или почти независи
да се съгласува с успешния модел на гечна
деформация на асиметрична член почти не се
е изключено за енергетични нива.

и моделът течна капка са толкова различни, че
те са модели на една и съща система. Нисте
са отграничени цели и отграничени успехи. Нито
са възбужда допускания, които ще позволят, пър
че за $A > 20$ плътността в централната част на
тонна, или второ, да се оцени големината на
бухт подход е теорията на ядрената материя, дела
на слоестия модел и в която от данните за между
деформация се предсказват тези свойства на ядрата и
деформация потенциал, в който сметаме, че се дви
агрегон. Междунуклеонните потенциални имат на
твд. Те притежават твърда отблъскваща сърцевина
и по-малки от около 0,5 fm. На по-големи разстояния
на привличане с къс радиус на действие и вероят
на потенциално, като силата спада е пръти (2,7172...)
колко 1,4 fm. Има и други свойства, които ще раз
различават 9,7-9.9, но за непосредствените ни цели тези
са достатъчни.

за следващата на подобни междучастични сили за
система можем да получим от квантовомеханично
на газ от свободни твърди сферични молекули с
Ен взаимодестват само ако са на разстояние S една
нама изпитват безкрайно голям обем, а плътността на броя на
да има безкрайно голям обем, а плътността на броя на
финираме по следния начин: $\rho = (4\pi R_0^3/3)^{-1}$. (Така
да заемат обем $4\pi R_0^3 A/3$ и ако този обем е сферичен,
тогава радиус $R_0 A^{1/3}$ — така правим връзка с ядрената плът
и ядрената плътността на броя на молекулите нараства и
и ядрената енергия и тя клони към безкрайност, когато
и на фиг. 8.10). Ако сега добавим достатъчно голям
и на привличане при разстояние, по-големи от S , но който
и по-нататъчно увеличаване на разстоянието, то сред
на една молекула (кинетична и потенциална) се изме
то показва крива β на фиг. 8.10. Тази крива има мини
и потенциална енергия при някакво разстояние R_0 . Интензите
и на действие на привличащата част на потенциала,
и пределят положението и дълбочината на този минимум в
енергия, който прък от своя страна определя равновесната
и енергията на свързване. Въпреки че не дадохме колоче
и резултат е физически приемлив.

и резултат за изследване на ядрената материя би трябва
и много фактори. Системата трябва да има въднова фун
и напълно асиметрична спрямо действие зависи
и разстоянието между нуклеоните, но също и от техните
и от състоянието на относителния им орбитален ъгъл мо
и да има и зависещи от скоростта членове и сили, които
и близко присъствие на трети, четвърти и т.н. нуклеон.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ
Теория на ядрената материя.
В която се прави опит за раз
предсказване свойствата на яд
свойствата на междунуклеонни

Сили и Взаимодействия

9.1. Увод и Някои Понятия

Основната идея, която следваме от предишните глави, е това сила, по-интензивна от кулоновата, която действа на левоните и е способна да ги свърже в ядра. Ясно е също, че трябва да доминира при ядрени реакции или ядрено разпадане. Изследването от Ръдърфорд и неговите сътрудници α -разпада с изключение на редките случаи на доближаване на разпада на малки от радиуса на действие на ядрените сили, е изключително кулоновата сила. Тази сила е част от добре познатите ядрени явления, които в следващия раздел ще започнем да разглеждаме по нов начин, който ще ни подготви за съвременните понятия на силите и взаимодействията. Но нека отначало изложим

Първият пункт е класификацията на частиците на фермиони и бозони. Това са частици, които се подчиняват съответно статистиката на Ферми-Дирак или на Бозе-Айнщайн. Така че фермионите са полуцел спин са фермиони, а тези с цял спин — бозони. Понятието, което искаме да въведем, е взаимодействието между заредените частици взаимодействията с електромагнитното поле. Това е проява на електромагнитното взаимодействие. Съвременното понятие е с някои други взаимодействия.

Искаме също да разширим понятието за реални и виртуални бозони (раздел 1.6) и върху частиците. Принципит на неопределеност на Хайзенберг (Heisenberg) позволява една система да има енергия ΔE за време Δt , свързани със съотношението $\Delta E \Delta t \approx \hbar/2$. За частица, която е свободна и стабилна (не

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Частичка, която се подчинява на статистиката на Ферми-Дирак. Частички с полуцел спин спадат към този клас.

Частичка, която се подчинява на статистиката на Бозе-Айнщайн. Частички с цял спин спадат към този клас.

Взаимодействие. Това е общо понятие, с което се означава възможност за обмен на енергия и импулс между частици или за обмен на анihilation.

Магнитно взаимодействие. Взаимодействието, което възниква между заредени частици (или частици с електричен заряд) и електромагнитното поле и което предизвиква електромагнитно взаимодействие. Това е взаимодействие между заредените частици и раждането или анihilation на фотони. Това е взаимодействие между заредените частици и нейната античастица.

Реална частица. Частица с пълна енергия E и маса M , която удовлетворява равенството

$$E = +\sqrt{M^2 c^4 + P^2 c^2},$$

където M е масата в покой на частицата.

Виртуална частица. Частица, която съществува в интервал на време Δt , който удовлетворява равенството

$$E = +\sqrt{M^2 c^4 + P^2 c^2},$$

където M е масата в покой на частицата.

Същите дефиниции за реална и виртуална частица са валидни и за анihilation на фотони. Това е взаимодействие между заредените частици и нейната античастица.

частица или с други частици), $\Delta t = \infty$, така че $\Delta E = 0$. Виртуална частица, в която частицата е неподвижна, означава, че в покой тя трябва да има енергия Mc^2 , ни повече, ни по-малко. Във всяка друга инерциална система енергията E и импулсът P трябва да удовлетворяват

$$E^2 - P^2 c^2 = M^2 c^4.$$

Частичката обаче може да съществува и да не е напълно независима от породилите я частици. Това означава, че в покой тя трябва да има енергия Mc^2 , ни повече, ни по-малко. Във всяка друга инерциална система енергията E и импулсът P трябва да удовлетворяват

Частичката обаче може да съществува и да не е напълно независима от породилите я частици. Това означава, че в покой тя трябва да има енергия Mc^2 , ни повече, ни по-малко. Във всяка друга инерциална система енергията E и импулсът P трябва да удовлетворяват

ПОСТАНОВКА

Взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на електромагнитните явления е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Известно е, че взаимодействието между заредените частици е едно от явленията на физиката на XIX век. В основата му са експерименталните закони на Кулон, Ампер и Ома.

Таблица 9.1. Уравнения на Максвел

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E} &= \rho / \epsilon_0, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mu_0 \left(\mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \end{aligned}$$

където ρ е плътността на заряда, а \mathbf{j} — плътността на тока.

Това са „микрокопични“ уравнения. „Макроскопичните“ уравнения са онези, които са в сила при наличие на голямо количество вещество и в които полетата са дефинирани по такъв начин като средни върху ограничен обем и ограничено време, че атомните и температурните флуктуации да не оказват влияние. Микрокопичните уравнения са в сила за неосреднени стойности. Следователно те не съдържат полетата \mathbf{D} и \mathbf{H} .

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

Поле. Едно- или многокомпонентна променлива, която е функция на пространствено-времевите координати и която представя поведението и свойствата на частиците и силите, действащи между тях.

Калибровъчна инвариантност. Това е свойство на електромагнитното поле, съгласно което наблюдаемите следствия от наличието на поле не се променят при определени изменения на скаларния и векторния потенциал, описващи това поле.

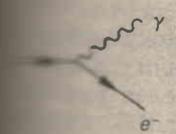
Калибровъчна трансформация. Свързаните с калибровъчната инвариантност изменения в променливите на полето.

Константа на взаимодействието (свързването). Число, което е мярка за силата на дадено взаимодействие.

Работите на Планк (Planck) върху спектъра на излъчване от абсолютно черно тяло, на Айнщайн (Einstein) върху фотоелектричния ефект и на Комптън (Compton) върху разсейването на рентгенови лъчи от електрони са показали, че електромагнитното поле е квантувано; квантът на полето се нарича, както е добре известно, фотон. Тук няма да обсъждаме теоретичните похвати за получаване на квантовомеханично представяне на електромагнитното поле. От това представяне обаче следва, че полето не може да се измени освен чрез взаимодействие с електрично заредени частици (или неутрални, например, електрично заредени съставящи ги). Най-общо силата на взаимодействие се измерва чрез константа на взаимодействието (свързването), която в нашия прост случай е големината на електричния заряд на частицата. Получената в резултат на квантуването квантова теория предсказва, че електрично заредените частици могат да излъчват и поглъщат фотони аналогично на класическото излъчване и поглъщане на електромагнитно лъчение. Векторната природа на полето изисква фотоните да притежават вътрешен ъглов момент (спин, равен на $1\hbar$). Нулевата маса в покой на фотоните води до изключение на трите възможни поляризационни състояния за частици със спин единица до две за реалните фотони. Последните се избират и най-удобно е като състояния с лява и дясна кръгова поляризация. Виртуалните фотони имат една допълнителна степен на свобода (енергията им в покой не е задължително нула), която може да се разглежда като състояние на поляризация, включващо надлъжна компонента на електричното поле. Надлъжна означава компонента на полето по посока на импулса на виртуалния фотон. На големи разстояния от източника обаче класическата електромагнитна вълна може да се разглежда като състои само от напречни електрично и магнитно поле. Поради това реалният фотон трябва да има същото свойство.

9.3. Уравнение на Дирак

През 1928 г. Дирак (Dirac) написва линейно диференциално уравнение от първи ред, което описва квантовомеханично движението на електронна частица със спин $1/2$ в съответствие със специалната теория на относителността. Решенията на това уравнение са четирикомпонентни спинорни функции и за тях може да се приеме, че описват дираково взаимодействие същия начин, по който максвеловите уравнения описват електромагнитно поле. Уравнението предсказва наличието на магнитен момент на електрона, равен на един магнетон на Бор. Тази стойност се раз



Четири компоненти на спинора: ψ — електрон; $\bar{\psi}$ — позитрон; χ — позитрон; $\bar{\chi}$ — електрон.

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E} &= \rho / \epsilon_0, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mu_0 \left(\mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \end{aligned}$$

плътността на заряда, а \mathbf{j} — плътността на тока. „микроколични“ уравнения. „Макроскопичните“ уравнения са ϵ и μ налице на голямо количество вещество и ϵ и μ когато полетата \mathbf{E} и \mathbf{B} начини като средни върху ограничен обем и ограничено време, \mathbf{j} и ρ — турните флукутации да не оказват влияние. Микроколичните уравнения са средни стойности. Следобателно те не съвържат полетата.

Планк (Planck) върху спектъра на излъчване на едно тяло, на Айнщайн (Einstein) върху фотоелектричния ефект, на Комптън (Compton) върху разсейването на електрони са показали, че електромагнитното поле не е просто поле, а да обсъждаме теоретичните похвати за получаване на електромагнитно поле. Оттук следва, че полето не може да се измени осъществява с електрично заредени частици (или неутрално заредени съставлящи ги). Най-общо силата на взаимодействие се измерва чрез константа на взаимодействието e и \hbar . Получената в резултат на квантуване теория предсказва, че електрично заредените частици и поглещат фотони аналогично на класическият случай на електромагнитно лъчение. Векторната функция на фотоните да притежават въртешен ъгъл \hbar и маса в покой на фотонията $m = \hbar / \lambda$. Нулевата маса в покой на фотонията означава, че фотоните се движат с светлинната скорост c . Две дясна кръгова поляризация е като състояния с лява и дясна кръгова поляризация имат една допълнителна степен на свобода и в покой не е задължително нула, която може да се изрази като поляризация, включващо надлъжна компонента на електромагнитното поле. Надлъжна означава компонента на импулса на виртуалния фотон. На големи разстояния обаче класическата електромагнитна вълна се разпространява само от напречни електрично и магнитно поле. Вълна на фотон трябва да има същото свойство.

Уравнение на Дирак

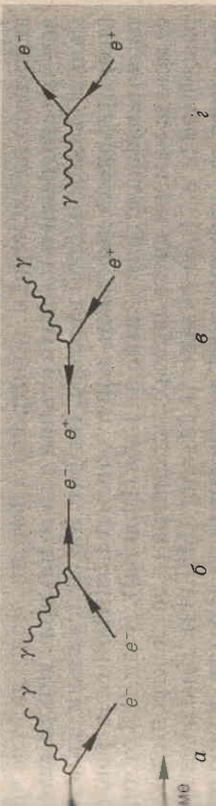
1928 г. Дирак (Dirac) написва линейно диференциално уравнение на релативистичен ред, което описва квантовомеханично движение на частица със спин $1/2$ в съответствие със специалната теория на относителността. Решенията на това уравнение са четиривекторни функции и за тях може да се приеме, че описват електрон и позитрон, до който максвеловите уравнения описват фотон.

Дефиниции и ключови думи
 Квантова електродинамика (КЕД). Това е изцяло квантова релативистична теория, която описва взаимодействието на електрони и позитрони с електромагнитното поле.
 Пренормиране. Това е процедура, прилагана към теория на квантовата теория на полета, която позволява да се избегне появянето на безкрайности в резултат на физически величини, които трябва да са крайни, чрез предефиниране на масите на частиците и константите на взаимодействие.

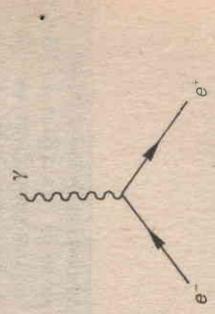
Квантовата електродинамика се извършват с по-малките на теорията на пертурбациите. Точността на експерименталните измервания е толкова голяма, че изчисленията от първи порядък в КЕД са достатъчно точни. Пресмятането от по-висок порядък обаче дават безкрайно големи стойности в резултатите. Има един лек за тази трудност на теорията и той се нарича пренормиране: това означава преопределяне параметрите на теорията (масата и заряда на електрона) по такъв начин, че изчисленията да дават крайни резултати. Вярно е, че теорията (КЕД) и пренормируема теория, които описват взаимодействието с елементарни частици. В модерната квантова физика на пренормируемостта се разглежда като съществено и неотделимо свойство на всяка теория, която има претенции да описва елементарни частици и техните взаимодействия. Няма да се връщаме повече към този въпрос освен за да отбележим възможността (или пренормируемостта) за пренормиране на разглежданите теории. Това че пренормируема теория, е твърдо доказано.

Файнманови диаграми

Файнманови диаграми наглядно представят механизма на процесите между електроните и ние ще ги разгледаме в контекста на КЕД. Основният елементарен блок се нарича връх (вертекс) и е показан на фиг. 9.1. Файнмановите линии изобразяват електрони или позитрони, а вълнообразните линии представя фотон. Можем да дефинираме ос на времето и да дефинираме спрямо нея трите линии, както желаем — например, посока на времето е показано на фиг. 9.2а-г. Правилата за върха са, че енергията и импулсът, както и електричният заряд трябва да се запазват.



Фиг. 9.2. Четири примера за върхове с ориентирани във времето линии, които изобразяват някои от основните процеси в КЕД: а — излъчване на фотон от електрон; б — поглъщане на фотон от електрон; в — излъчване на фотон от позитрон; г — поглъщане на фотон от позитрон.



Фиг. 9.1. Основният връх на квантовата електродинамика. Линията със стрелка изобразява електрон, вълнообразната линия представлява фотон.

2. Електричният заряд се запазва.

3. Плътни прави линии със стрелки, които сочат посоката на нарастване на времето, се използват за представяне на фермиони, разпространяващи се напред във времето. Ако стрелките сочат в обратната посока, линиите представят антифермиони, глъбещи се напред във времето.

4. Прекъснати, външоброени или спираловидни линии се използват за изобразяване на бозони.

5. Линии с един свободен край в границите на диаграмата близат в или излизат от реакцията. (В действителност няма да рисуваме граници на диаграмата, тъй като обикновено няма кой кой са близките и кои — излизащите частици.)

6. Линии, които съединяват два върха (върховете) на диаграмата, образуват виртуални частици. (Съществено от това правило, когато виртуална линия свързва два върха, но не е стабилна частица, която се съхранява в частните частици — например гваарони $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ на фиг. 12.7.)

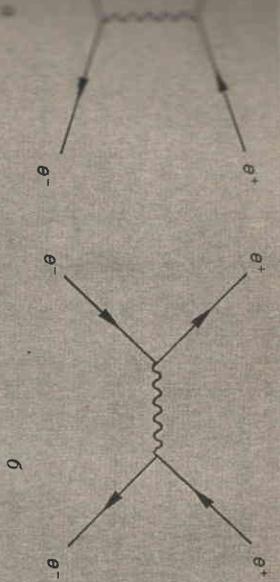
7. Последователността във времето на върховете виртуална линия, не е определена. За една и съща диаграма като на фиг. 9.2, различен начин спрямо оста на времето е останалото събитие.

8. Всяка частица на границата на гваарамата е определена импулс. Две гваарамати, които по всяко време имат различен импулс, но се различават по импулсите на свободните частици гваарамати (вж. фиг. 9.3). Обикновено няма да рисуваме импулсите освен ако не е необходимо. На гваарамата расте от ляво наясно.

(табл. 9.2). Според правилото за разчитане линии с един свободен край на границите на диаграмата изобразяват реални свободни частици (например електрон, свързан в атом), влизат във, или излизат от взаимодействието. Линиите на свободния край на оста на времето, насочени напред (например позитрон) са насочени в отрицателната посока на времето (табл. 9.2). Както се вижда на фиг. 9.2, взаимодвижението се появяват две свободни частици: едната е електрон (e^-), а другата е позитрон (e^+) (вж. табл. 9.2).

Нека сега погледнем фиг. 9.2. Като следствие от решението в тези процеси, показани на фиг. 9.2, не е възможно, ако всяка частинка участва в процеса — както скоро ще се убедим — върховете в КЕД се комбинират в граници на диаграмите, се изисква да останат свободни от две фермионни линии и една бозонна. Пренесено върху физически представяне е таква, "трираменни" върхове взаимодвижението "Трираменните" върхове на КЕД не са единствено възможните нагатак ще срещнем примери и за други типове върхове.

Нека сега се опитаме да използваме върха на КЕД като строителен блок в по-големи диаграми. Всеки физичен процес, включващ взаимодействие на електрони, позитрони и фотони, може да бъде представен чрез диаграми и първата стъпка е да се намери диаграмите с малкия възможен брой върхове. На фиг. 9.3 са показани единствено типично разсейване (разсейване на Ваба (Bhabha)). В зад. 9.3 от читателя се иска да намери двете двувърхови диаграми за електрон-електрон разсейване (e^-e^-) (разсейване на Мьолер (Möller)). Диаграмите са два случая са, най-простите "комбинации от върхове, които правят търсения процес. За такива най-прости диаграми казват, че са "диаграми от водещ порядък". Даден процес може да се представи като по дефиниция всички те трябва да имат еднакъв брой

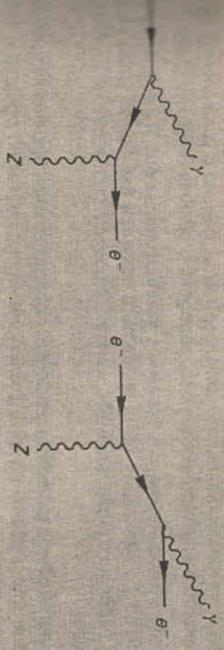


диаграми от водещ порядък за позитрон-електронно разсейване (на Ваба): (a) представя прекия механизъм на еднофотонни анниhilационната диаграма. Принципит на относителност да се фиксира последователността във времето на върховете. Поради това всяка диаграма, която се различава само по посоката на върховете си, не се смята за нова. Това е вярно и в случая на виртуален брой върхове; вж. табл. 9.2.

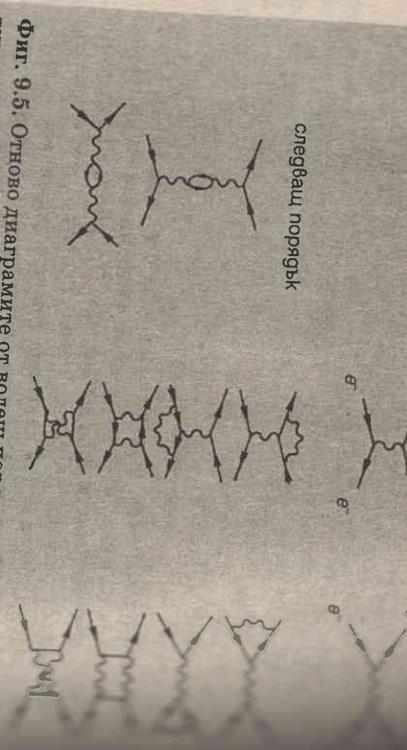
Велика линия се приписва определен четиримпулс (импулс и спин, особено на линиите, които представляват свободни частици) и спин, особено на линиите, които представляват свободни частици е сигурно, че всички диаграми, включващи идентични различия импулси, също ще се вземат предвид. Две диаграми с един фермион в крайно състояние, различаващи се само по посоката на върховете си, са различни диаграми и ще дават отделни импулси на разсейване. Тази амплитуда трябва да е антисиметрична на импулсите и спините. Два идентични бозонни импулса са симетрична амплитуда.

Не се изисква за диаграмите на фигурата и обикновено ще ги наречем към изискването за поне едно виртуално "рамо" и "виртуални" диаграмите за разсейване от типа e^+e^- и e^-e^- влизат в виртуални частици са реални, поради което обменният виртуален фотон (на фиг. 9.3 и в зад. 9.2) трябва да са виртуални за виртуален електрон имаме при двете диаграми (вж. фиг. 9.4).

Диаграмите се използват съществено при квантовоселективните пресметания на сеченията и скоростите за преход от едно състояние на сеченията отделен член) в пълна диаграма дава принос (представлява отделен член) в пълната вероятност за даден процес. Ние няма да се занимаваме на пресметане на такива амплитуди, но ще отбележим някои амплитудата на дадена диаграма съдържа няколко минимални влияния (зарядът на електрона) за всеки връх. Такава диаграма за еластично разсейване e^+e^- е пропорционална на e^4 .



Двете диаграми от водещ порядък за излъчване на фотон от електрон се различават от ядро (спирално лъчение). Знакът Z означава излъчване на виртуални фотони, в случая — електричния заряд на ядрото Z е виртуален, който се разпространява между двата върха, е виртуален.



Фиг. 9.5. Отново диаграмите от водещ порядък за електрон-позитронно разсейване и към тях всички диаграми от следващ порядък.

или в безразмерни означения — на $\alpha (= e^2/4\pi\epsilon_0 \hbar c)$. Свързана има амплитудата, която съдържа Z и Z^2 за всички пропорционално на $Z^2\alpha^3$.

Както отбелязахме в последния раздел, за пресмятане на σ и скоростите за преход се използва теорията на порядъците членове (събираемни) в тези изчисления. Диаграмите за порядък съответстват на членовете от най-нисък порядък в разлагането на по-висок порядък, всяка от които добавя нови членове към първата амплитуда. Тъй като диаграмите от по-висок порядък са всеки следващ порядък трябва да се добавят два нови члена към пресмятане на сеченията амплитудите от следващия порядък. Поради това по порядък те са около α пъти по-малко от стойността на σ ($1/137$) прави приносите на всички порядъци, освен следващия след водещия, пренебрежимо малко показани всички двукратно и четиривърхови диаграми за позитронно разсейване.

ЗАДАЧИ

- 9.1. Покажете, че калибровъчните трансформации, дадени с уравнения (9.3), запазват магнитното и електричното поле, зарядени с уравнения (9.1) и (9.2).
- 9.2. Покажете, че процесите, изобразени с диаграмите на фиг. 9.2 а–г, не нарушават правилото за запазване на енергията и импулса във всеки връх, ако в процесите са свободни. (Това означава, че тези процеси физически не са възможни.)
- 9.3. Начертайте гвемте диаграми от водещ порядък за електрон-електронно разсейване (ме и гвемте са двувърхови). Начертайте първо едната и означете всички възможни типове частици и четиримимлуса им. След това начертайте втората, която трябва да е различна от първата. Забележете, че за този процес съществува анihilationна диаграма от типа на изобразената на фиг. 9.3 б.
- 9.4. Начертайте гвемте диаграми от водещ порядък за процес на раждане на позитрон-позитронна двойка от реален фотон в електричното поле на атома.

Това означава малко по-прости полукваликвативни оценки. Електрон-ядреното разсейване, показано на фиг. 9.6, е пропорционално разглежданата в амплитудата е пропорционална на $Z\alpha$. Сега е ясно, че още едно свойство: виртуалният фотон трябва да е виртуален (фиг. 9.6) и това прави амплитудата пропорционална на $Z^2\alpha^2/q^4$. Това q зависи от ъгъла θ , така че по същество говорим за парциално сечение, което е интегрирано по всички ъгли на разсейване.

$$\frac{d\sigma}{dq^2} \sim \frac{Z^2\alpha^2(\hbar c)^2}{q^4 c^2}$$

Могли сеченията на Мот за разсейване на релативистични електрони от неподвижна (без откат) мишена. В граничен случай тази формула може да се запише във вида

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{4\pi Z^2\alpha^2(\hbar c)^2}{q^4 c^2} \cos^2 \theta$$

когато числените ни налучквания не са далече от нула. За да получим точния резултат, е необходим точен анализ на КЕД. Нека изпробваме още веднъж този подход

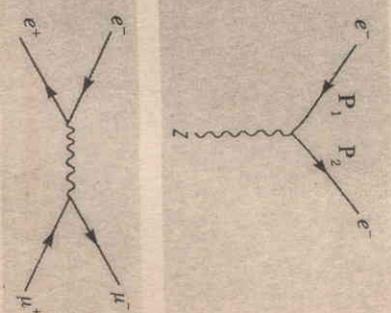
$$e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

при високи енергии. Напомняме: в раздел 3.6 въведохме μ^+ и μ^- взаимодействат електромагнитно по същия начин с електронът, като, разбира се, се държи като по-голямата им маса. Това позволява да ги включим в КЕД. На фиг. 9.7 е показана единствената диаграма от водещ порядък — ясно е, че сечението ще е пропорционално на Z^2 участващи частици са точкови, така че нямаме проблем с разсейването, с който да сравним площта на сечението (сечението е инвариантно, вж. раздел 3.8). При енергии, много по-големи от масата на мюоните, много по-големи от масата на електрона, масата на мюоните е пренебрежимо малка, а реакцията е от масите в покой на мюоните и електрона, масата на мюоните е $(\hbar c/W)$, поради което сечението е

$$\sigma \sim \alpha^2 \left(\frac{\hbar c}{W} \right)^2$$

Диаграма за електронно разсейване от ядро. Ако P_1 и P_2 са импулсите на входящия и изходящия електрон, то импулсът на фотона, $e q = P_1 - P_2$. Ако ядрото не е много тежко обаче, можем да пренебрежим и значителната енергия $v = E_1 - E_2$. Предаването на импулс е четиримимпулс $q = (q, v/c)$. Квадратът на този вектор по дефиниция е $q^2 = (v/c)^2 - q^2$.

Единствената диаграма от водещ порядък за e^+e^- -анихилация е $\mu^+\mu^-$. Този процес може да протече само ако първата енергия на мюоните $2m_\mu c^2$, където m_μ е масата на мюона.



те (СІМ). Вършност прълното пресметане дава следващия резултат: $\sigma \sim \alpha^2 \left(\frac{hc}{W} \right)^2$, което е известно класическо томсъново сечение.

$$\sigma \sim \alpha^2 \left(\frac{hc}{W} \right)^2$$

където W сега е енергията на фотона и електрона много ниски енергии (енергията на фотона $E \ll m_e c^2$ и $W \rightarrow m_e c^2$ и

$$\sigma \sim \alpha^2 \left(\frac{hc}{m_e c^2} \right)^2$$

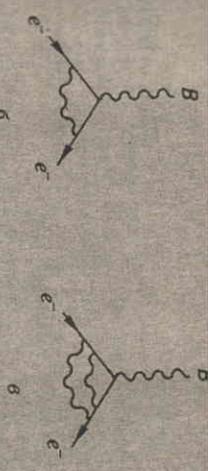
Точното сечение се различава с множител $8\pi/3$ от горния резултат и то е известното класическо томсъново сечение.

Този тип оценки средна трудности, когато в процеса на тупаген фотон. Преди малко споменахме, че електрон-позитронна двойка има поведение както q^4 , така че, ако кинематичната промяна $q^2 \rightarrow 0$ (а тя позволява), прълното сечение става неограничено. Вършност експерименталното сечение няма такава поведението, когато $q^2 \rightarrow 0$, прицелният параметър на електрон-позитронна двойка на ядрото се екранира от атомните електрони (фиг. 9.3). Сечението за спирално лъчение (фиг. 9.4) има същият пак поради наличието на виртуален фотон.

9.6. Експериментална проверка на КЕД

Сечението на много процеси, които могат да бъдат пресметнати с измерени експериментално. Най-общо, теорията е в добра съгласност с експеримента, макар че обикновено измерванията не могат да направят с много голяма точност поради радиационните поправки експерименталните ограничения. Като пример да разгледаме резултата на Ваба (Vahba) (фиг. 9.3а). Фотонът в крайно състояние да се присъедини или към една от влизалците, или към една от излизалците. Върпреки добавянето по този начин на нов връх, височината за излъчване на нискоенергетичен фотон остава много по-ниска — фактически сечението е разходливо и може да бъде свързано с някаква физичен процес само при определени експериментални условия. Влиянието на тези ограничения върху измереното сечение да се оцени единствено пак в КЕД, т. е. проверяваме теорията на самата теория! Освен това експерименталните погрешности отиват далеч по-далече от резултата до не по-добра от около 0,1%.

Истинската проверка на КЕД идва от други експерименти и при удивителна точност. Ще разгледаме един такъв експеримент и припомним още няколко. Теорията на Дирак за електронна предсказва магнитният му момент трябва да е един магнетон на Бор. КЕД дава корекции, дължащи се на фийнманови диаграми от по-висок порядък (фиг. 9.8). На това се дължи разликата му от 1, спомената в раздел 9.1 на 10^{-10} . Съгласно теорията на Дирак нивата $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ в атомния водород са изродени. На практика обаче те са отместени едно спрямо друго (лембово отместване) и разликата в енергията се предсказва от пресметанията на КЕД. Друга област на успешно приложение на КЕД е пресметването на фината и свързаниата структура (фиг. 9.10).



Момент на електрона. Пресметането дава енергията на виртуално поле, което гук сме означили с B . Диаграма a отговаря на диаграма b с координатна пермутация. Останалите са първите няколко диаграми с координатна пермутация. Теоретичният резултат за магнитния момент в

$$\left(\frac{\mu/\pi}{} \right) = 0,328478966(\alpha/\pi)^2 + 1,1765(\alpha/\pi)^3 - 0,8(\alpha/\pi)^4$$

дава резултат е $1,851159652307(110)$.

Това е резултатът за теорията за преноса на енергията, която се дължат на неопределеност в оценката за приноса на виртуално поле по-висок порядък, които биха могли да окажат влияние при тази степен на точност и на точността, с която знаем

анот на позитрония (Ps) — атом, състоящ се от електрон и позитрон, свързани от кулоновото привличане между тях. Квантовото число на прълния спин на системата (т. е. векторната сума на спините на електрон и позитрон) може да бъде 0 или 1 (пара- и орто-Ps съответно). Момент на импулса J е векторна сума от s и орбиталния момент l на относителното движение на двете частици. В пара-Ps атом, състоящ се от електрон и позитрон, s и l са свързани с J по следния начин: $J = s + l$. Състоянията с най-малка енергия са 1^1S_1 и 1^3S_0 . Енергията на 1^1S_1 е около 10^{-3} eV (при енергия на свързване $6,8$ eV). Състоянията 2^3S_1 и 2^3P_2 са отместени с $5,10^{-5}$ eV. Експериментално са наблюдавани квантовоелектродинамичните пресметания и експерименталните резултати са в добра съгласност. По-нататъшен успех на теорията е предсказването на магнитния момент на мюона и свойствата на атом, съставен от l^+ и e^- . Някои от впечатляващите успехи са сумирани в табл. 9.3.

КЕД са сумирани в табл. 9.3. Резултатите вдъхват на физиките голямо доверие в КЕД. Те са основани на теорията да бъде разширена чрез обединението на електромагнитното взаимодействие с теорията на така нареченото слабо взаимодействие (вж. раздел 9.13). Последната може да бъде разширена и включена в обща теория на елементарните частици, която включва и силното взаимодействие. Това може да се окаже, че електроните на свой ред да бъдат обединени в теория на други взаимодействия.

ДЕФИНИЦИИ И СЛК
 Позитроний. Име, дадено на позитронно състояние на елементарна частица, рол. Символ: Ps.

Таблица 9.3. Някои от успехите на КЕД

Проблем	Експеримент	Пресмятане (КЕД)
Водороден атом Разцепване $2^2 s_{1/2} - 2^2 p_{1/2}$ (MHz)	1057,862(20)	1057,873(20)
Магнитни моменти Електрон (магнетони на Бор) Мюон	1,001159652193(10) 1,001159652307(110)	1,001159652307(110) 1,00115965200(20)
(μ -магнетон $eh/2m\mu$)	1,001165923(8)	1,0011659200(20)
Позитрониум Разцепване $1^3 S_1 - 1^1 S_0$ (GHz) Разцепване $2^3 S_1 - 2^3 P_2$ (GHz)	203,3867(7) 8,6196(26)	203,381(20) 8,6252
Скорост на разпадане на свързанците $1^3 S_1 (s^{-1})^*$ Скорост на разпадане на свободните $1^1 S_0 (s^{-1})^{**}$	7,0314(70) · 10 ⁶ 7,994(11) · 10 ⁸	7,0368(2) · 10 ⁶ 7,985216(2) · 10 ⁸

* $1^3 S_1$, Ps се разпада на 3γ.
** $1^1 S_0$, Ps се разпада на 2γ.
Числата в скобите са оценките погрешности за всяка от величините в последните значещи цифри

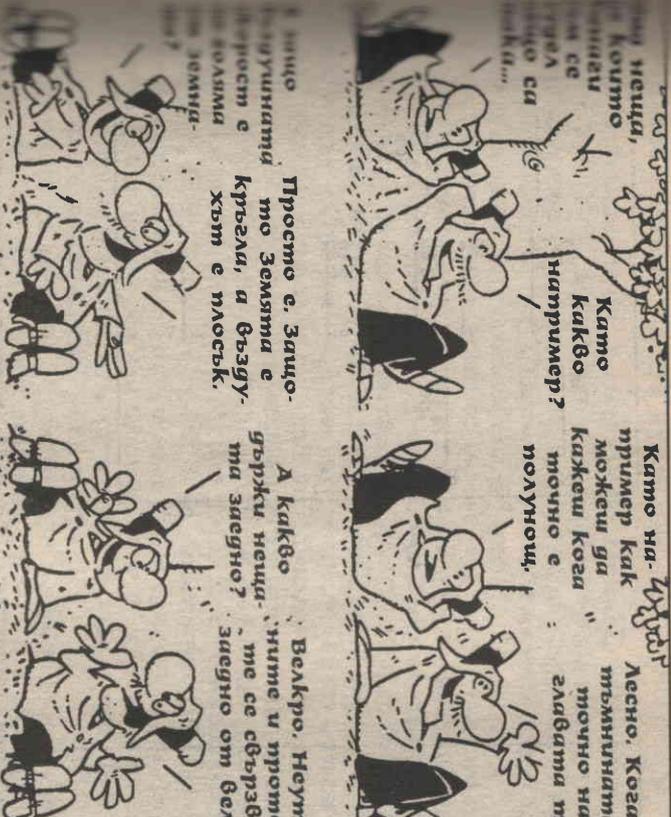
Троните и позитроните имат структура, което би наложило със силност силни изменения в КЕД. Днес съвпадението на експерименталната теорията на електрослабото взаимодействие показва, че ако има каква структура, то тя е на разстояние, по-малки от 10^{-18} m.

9.7. Ядрени сили

Силите, които очевидно съществуват между съставящите ядрата от са проява на взаимодействие, което сега ще започнем да изследваме. Разбира се, Франк и Трнесет (фиг. 9.9) не са прави, така че в обобщим наученото за ядрените сили от предните глави. Фактът, че ядрата са стабилни въпреки наличието на кулоново отблъскване между протоните, означава, че ядрените сили са по-големи от кулоновите. Раздели 4.5 и 8.1 направихме някои качества изводи за приликата им въз основа на успешното прилагане на полумемпиричната формула за масата. Те бяха:

1. Ядрените сили действат на разстояние около 2 ферми, т.е. са късодействащи (вж. раздел 3.1).
2. Силите се наситват. Смята се, че това е комбинация от сферично-тензорна сила (вж. раздел 9.8) и принципа на Паули.
3. В ядрата има спин-орбитално взаимодействие, което разцепва нивоестичните енергетични нива с еднакъв орбитален момент различен пълен момент j .

Нека сега разгледаме така наречените отдалечни ядра — два ядра с едно и също (нечетно) масово число A , но броят на протони и неутроните в едно ($Z, N=A-Z$) е равен на броя на неутроните в друго ($Z'=N, N'=Z$) в другото ($Z'=N, N'=Z$). Примерът на фиг. 9.10 показва енергетичните нива до 8 MeV за две отдалечни ядра: ^{10}Be . В близостта, както е известно, така и количествена, на енергетичните нива води до важно следствие: и двете ядра имат един и същи брой неутрон-протонни двойки (np), но ^7Li има 3 np и 6 n двойки



Фр. Франк и Трнесет обсъждат някои научни проблеми, включително кръгът свързва неутроните и протоните в ядра.

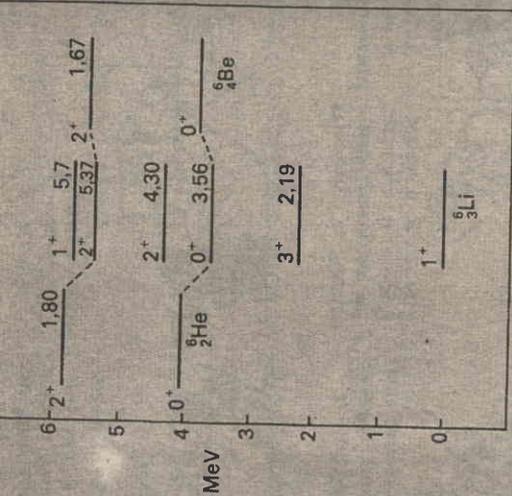
Просто е. Защо-то Земята е кръгла, а въздухът е мائع.

А какво бързо неща те се свързва със земята?

Като на-пример как можеш да кажеш кога точно е полунощ.

ти еднаквостта в структурата на нивата означава, че сили между 2 протона са еднакви със силите между 2 протона. Това дава никаква информация за силите между протон и неутрон. Сета разгледаме триплета от ядра: ^3He , ^3Li , ^3Be . Според сло-вни тези ядра имат съществена с двойно запълнен слой (1S_1) енергетични нива. На фиг. 9.11 са показани енергетични нива тези три ядра, където се вижда, че формирани в ^3He нива са тези в ^3Be и с някои от нивата на ^3Li в един и същ енергетичен интервал. Ако разгледаме пространствено-спиновата функция на двата допълнителни нуклеона, тя може да бъде симетрична или антисиметрична спрямо разменване координатите на нуклеона. Тя трябва да е антисиметрична в случаите на ^3He и ^3Li , но симетрична в ^3Be . Свързанието на нивата означава, че между два нуклеона в две различни ядра са еднакви и същите нива. Антисиметрична вълнова функция на допълнителните два нуклеона имат една и съща вълнова функция — както в ^3He и ^3Li , така и в ^3Be . Това е проява на зарядово-спинова симетрия в разглежданите три ядра. Това е проява на зарядово-спинова симетрия. Несъпадащите състояния в ^3Li имат симетрични вълновни функции за np -нуклеонната двойка над затворената свързана нива np - или pp -анализи и следователно има друга структура на енергетичните нива. Ясно е, че изискването за зарядово-спинова симетрия е по-силно от това за зарядова симетрия и го свързва с себе си.

е името на човека, измислил материал на текстилна основа с повърхностни силициеви пластмасови кукички, използван сета широко при направата на обувки и заместяващ копчетата и връзките (така наречените „лепенки“)



Фиг. 9.11. Основното и първите няколко възбудени състояния за три изобарни ядра с $A=6$. За нула на скалата на масата и избрано място на ядрото ${}^3\text{Li}$. Вижда се аналогията между двете състояния в трите ядра.

збудени състояния енергетичните нива за масата и За нула на скалата до ${}^3\text{Li}$. Числата до енергията на възбудените ядра е очевидно.

рните заключения направихме въз основа на качествено не на енергетичните нива. Съществуват обаче и по-строги критерии и на зарядовата независимост, които показват, че с точност до процента тя съществува. Физичната причина за зарядовата независимост сега се свързва с независимостта на силите между нуклеоните от техния „аромат“ (вж. раздел 10.11). Изясненето за зарядова независимост води до идеята за изобарни ядра, което ще използваме в раздел 10.11. Следващата логична стъпка е да разгледаме проявите на ядрените сили в системата, състояща се от само два нуклеона. Имаме три възможности за изобарни ядра: протон-протон, протон-нейтрон, нейтрон-нейтрон, което всяка двойка може да е свързано или несвързано състояние. От възможните шест комбинации съществуват на практика. Съществува само една свързана система от протон и протон (деутрон, символ ${}^2\text{H}$ или d). Несвързани са системите, които се изследват в нейтрон-протонно и протон-протонно разсейване. Нейтрон-нейтронно разсейване може да се изследва само непряко или при условия, които обикновено са експериментално.

то означава, че ще разгледаме деутрона. Енергията му на ${}^2\text{H}$ е $2,22 \text{ MeV}$, а ъглов момент (ядреният спин) е 1^+ . Известно е, че той е четна частица (обикновено записваме ${}^2\text{H}$ вместо ${}^2\text{H}^+$). Какъв е смисълът на тези факти при изследването на ъгловата функция на деутрона? Знаем, че ъгловата функция на системата от две частици описва тяхното взаимно разположение в пространството. Знаем също, че ъгловата функция на системата от две частици описва тяхното взаимно разположение в пространството. Знаем също, че ъгловата функция на системата от две частици описва тяхното взаимно разположение в пространството. Знаем също, че ъгловата функция на системата от две частици описва тяхното взаимно разположение в пространството.

Фиг. 9.11. Основното и първите няколко възбудени състояния за три изобарни ядра с $A=6$. За нула на скалата на масата и избрано място на ядрото ${}^3\text{Li}$. Вижда се аналогията между двете състояния в трите ядра.

Фиг. 9.11. Основното и първите няколко възбудени състояния за три изобарни ядра с $A=6$. За нула на скалата на масата и избрано място на ядрото ${}^3\text{Li}$. Вижда се аналогията между двете състояния в трите ядра.



$$U = \frac{-p_1 p_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \{ 2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi \}$$

$$U = \frac{-1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left\{ \frac{3(p_1 \cdot r)(p_2 \cdot r)}{r^2} - p_1 \cdot p_2 \right\} \quad U = f(r) \left\{ \frac{3(S_1 \cdot r)(S_2 \cdot r)}{r^2} - S_1 \cdot S_2 \right\}$$

Фиг. 9.12. Възможно разположение на два електрични дипола p_1 и p_2 и формули за потенциалната енергия в този случай (а). Ъгълът ϕ е азимуталният ъгъл между равнината, съдържаща p_1 и r , и тази, съдържаща p_2 и r . На фигура този ъгъл е нула и не е означен. Два нуклеонни спина S_1 и S_2 , разположени същия начин, както в случая а, и формула за потенциална енергия между тях (б). Матрицата $f(r)$ отчита неизвестната радиална зависимост, докато ъгловите членове и в двата случая са едни и същи. Забележете обаче, че ядрената тензорна енергия не може да има нито електричен, нито магнитен произход — нуклеоните не са практически измерим електричен диполен момент (вж. раздел 8.8), а магнитният им момент (както и разумеен по стойност електричен диполен момент, обаче беше възможен) поражда тензорна сила, много по-малка от наблюдаваната действителност ядрена тензорна сила.

— потенциал, който съществува между два електрични дипола. В първия случай и в двата случая не е насочена по правата, свързваща центровете на диполите, и зависи не само от разстоянието между тях, но и от ъглите между диполите (електричните диполи) и тази права.

Много изследвания са посветени на деутрона и неговата ъглова функция. За съжаление въз основа само на неговите физични свойства не могат да се определят еднозначно параметрите на потенциалната функция между нейтрона и протона в свързаното им състояние.

9.9. Несвързана система от два нуклеона

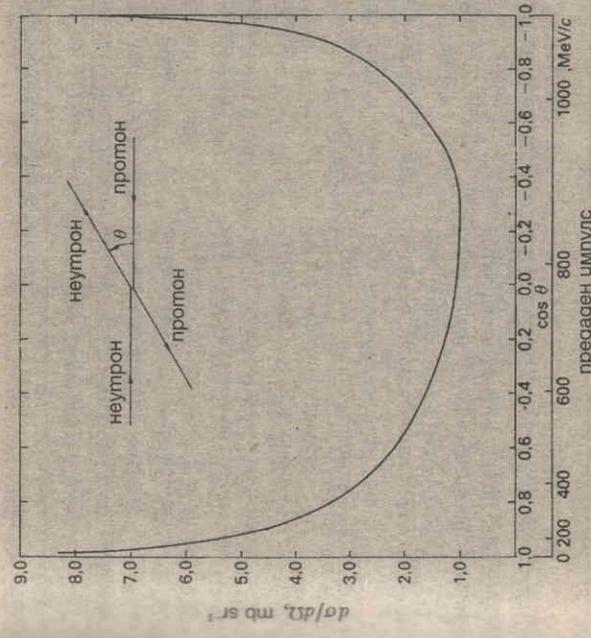
Сега ще се занимаваме предимно с разсейване. Съществуват данни за еластично pr -разсейване на неутрони с кинетична енергия от четиреста до електронволта до много гигаелектронволти. Нискоенергийните протони (<100 keV) не проникват достатъчно дълбоко във веществото, за да са възможни експерименти по разсейване, така че данните за pp -разсейване има само за кинетични енергии над неколкостотин електронволта. Едно усложнение е в двата случая е, че при енергии над около 240 MeV се появява вероятност за нееластично разсейване, при което се раждат π -мезони (вж. раздел 10.2).

Какво съдържат данните? При енергии под прага за раждане на π -мезони разсейването е еластично и интересните величини са

- 1) пълното сечение,
- 2) диференциалното сечение на еластично разсейване,
- 3) величини, свързани с разсейването на нуклеони с поляризиранни спинове от нуклеони.

В този уведен курс нямаме възможност да изследваме горните величини по-задълбочено. Ще споменем обаче накратко как се анализират данните. Несвързаните двунуклеонни състояния в случая на свързан

състояние е параметър, решаващ зад. 9.9, както и такива с по-висока различна съвкупност от стойности на l, s и j . Вероятността за съществуване на две нуклеона на разстояние един от друг, по-малко от разстоянието на действие на ядрените сили, намалява бързо с увеличаване на l при фиксирано l расте с нарастване на енергията. Следователно при фиксирана енергия само ограничен брой парциални вълни с $l=0$ и $l=1$ се повлияват от ядрените сили. С нарастване на енергията нарастват и l и s брой расте. Това е фактически друга проява на бариерата, която по-голям импулс е необходим, за да се приближат взаимодействащите си частици на разстояние в обсега на ядрените сили. Най-важните анализи на данните предполагат различни потенциали за парциална вълна, като видът им се избира от теоретични съображения (вж. следващия раздел). Освен това съществуват експериментални указания, че ядрените сили имат твърда сърцевина на отблъскване с размер около 0,5 fm (раздел 8.11). Параметрите на потенциалите се подбират така, че да бъдат описани всички налични данни по отношение на свойствата на деутрона. Това е амбициозна програма



Фиг. 9.13. Диференциалното сечение за еластично разсейване в зависимост от ъгъла на разсейване в СЦМ за еластично разсейване на неутрони с енергия 630 MeV от протони. Наблюдава се силен пик на разсейване напред (следващо бързо намаляване на сечението до ъгли от около 60°, което е проявление на увеличаваната се способност на ядрените сили да предават различаваща се импулс. След около 120° сечението отново нараства, въпреки че тук предаденият импулс е дори по-голям, ако неутронът и протонът размяна своята идентичност. Но ако ядрените сили могат да обменят заряд, то тук може да има привидно голям ъгъл на разсейване, без предадения импулс да е голям, и тогава сечението ще е голямо. Скалата на предадения импулс е дадена под абсцисата.

Показаната крива е гладка апроксимация на данните, които имат случайно разпределени систематични грешки и поради това кривата има само илюстративен характер. (Амаглобели и Казаринов (Amaglobeli, Kazarirov), 1960).

описва всички данни, резултатът не дава фундаментално описание източника на ядрените сили.

На елементарно ниво еластичното неутрон-протонно разсейване високи енергии дава само част от необходимата информация за ядрените сили. На фиг. 9.13 е представено ъгловото разпределение на еластично разсеяните неутрони с начална енергия 630 MeV от протон. Голямото диференциално сечение при малки ъгли и бързото му намаляване на предадения импулс говори, че ядрените сили, макар иголемите си в състояние да предават голям импулс с голяма вероятност, съществуват и при назад, което означава много голям предаден импулс или някакъв друг механизъм. Последният може да е случай на обменни сили — един възможен механизъм е, когато неутронът и протонът сменят идентичността си (превърщат се един в друг) чрез обмен на заряд, без да се обмена голям импулс. В следващия раздел ще видим как това може да стане на практика.

В табл. 9.4 сме направили преглед на свойствата на ядрените сили, които излизат от разглеждането на ядрата и двунуклеонните системи, както и на основните експериментални факти, които потвърждават всяко свойство.

Таблица 9.4. Свойства на ядрените сили

Свойство	Експериментално потвърждение
1. Силни	ядрата са стабилни въпреки наличието на кулоново отблъскване
2. Зависят от силна съществуват свързано състояние 3S_1 на два нуклона, но няма състояние 1S_0 на два нуклона	наличието на ненулев електричен квадруполен момент на гевитрона наблюдават се отклонения от Ръдърфордската формула за разсейване
3. Свържат мезонна компонента	наблюдават се отклонения от Ръдърфордската формула за разсейване
4. Късодействителни	добрият в структурата на енергетичните нива на изоберичите леки ядра
5. Зарядово независими (което включва зарядовата симетрия)	пъкът за разсейване назад при еластичното неутрон-протонно разсейване
6. Проявяват обменни свойства	почти постоянната плътност на ядреното вещество за цялата периодична система на елементите
7. Насищат се	

ЗАДАЧИ

9.5. Разгледайте система от два неугентични фермиона със спин $1/2$. Посочете всички разрешени състояния, които са собствени състояния едновременно на операторите L_z , S^2 и J^2 ($g_1 = 3k_1$) и запишете спектроскопските им означения. За всяко състояние намерете спиносистемите на J^2 , където P е четността, и симетрията на вълновата функция. Докажете, че 3D_1 и 3S_1 са единствените състояния с $J^2 = 1$.

Всички тези състояния са разрешени за система от неутрон и протон, докато само пообщината са възможни за системите от два неутрона или два протона. Намерете ги.

9.6. Използвайте познанията си по електростатика и покажете формулата на фиг. 9.12 за общата потенциална енергия на два електрични дипола. Избирайки подходящи стойности за θ_1 , θ_2 и φ , покажете, че силата, действаща върху дипола, не е насочена по правата, свързваща центровете им.

10. Теория на Юкава

В 1934 г. Хидеки Юкава (Hideki Yukawa) открива, че силите между нуклеона могат да бъдат резултат от обмен на масивен бозон между тях. Обменът на безмасов бозон между заряди предизвиква приването на потенциал между тях, подобен на кулоновия, със зависимост от разстоянието $1/r$. Обменът на бозон с маса m би довел до приване на потенциал от типа $\exp(-mr/\hbar)/r$. Доста опростено приване на потенциал от типа $\exp(-mr/\hbar)/r$ е дадена в табл. 9.5. Юкава аргументация на това твърдение е дадена в табл. 9.5. Юкава твърди, че радиусът на действие на ядрените сили е около 2 fm, което предполага бозон с маса m , определена от $\hbar/mc = 2 \text{ fm}$, т. е. $100 \text{ MeV}/c^2$. Той предсказва също, че:

- 1) този бозон би могъл да се роди като реална частица при нуклеон-нуклеонни стълкновения с достатъчно висока енергия;
- 2) той би взаимодействал лесно с нуклеоните и следователно би имал голямо сечение за разсейване и поглъщане от ядрата;
- 3) би могъл да бъде виртуално междинно състояние при разпада на неутрона:

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

Единното включва и предположението, че бозонът в свободно състояние би се разпадал по този канал (на e^- и $\bar{\nu}_e$).

През 1934 г. единственото място, където биха могли да се наблюдават достатъчно високоенергийни стълкновения, в които би се наблюдавала въпросната частица, са космичните лъчи, навлизащи в високата атмосфера. Тези лъчи се състоят главно от протони с висока енергия, така че бозоните на Юкава биха се наблюдавали пред продуктите от взаимодействията на тези протони с ядрата на атмосферните от въздуха в горните слоеве на атмосферата. Проведените наблюдения в по-ниските слоеве действително показват наличието на частица с маса около $100 \text{ MeV}/c^2$, която е била наречена мезон (представката „мезо“ означава междинен по маса — между протона и протона). Енергетичните мезотрони обаче са в състояние да проникват дълбоко във веществото (включително атмосферата), докато поглъщане или разсейване, което противоречи на това, предсказани за бозона на Юкава. Съществуват и други доказателства в идентифицирането на мезотрона като бозон на Юкава. Възможното остава несъясно чак до 1947 г., когато Пауъл (Powell) открил частици, заредени с електрически заряд, наблюдавани на високо-енергийни заредени частици във фотографска емулсия. Фиг. 9.6 представя четири примера за събития, наблюдавани от тях в ядрата на големи височинни емулсии и приведени като доказателства за откриването на бозона на Юкава. Те го наричат π -мезотрон (мезон, или пион, символ π). Мезотронът от космичните лъчи произлиза от разпада на пиона и те му дават името π -мезон (сега μ -мезон, или мюон, символ μ). Честотата на наблюдавани пиони се оказала близка до очакваната за частиците на Юкава.

Предположението, че мюонът (както електронът) не участва в ядрените взаимодействия, се обосновава големата проникваща способност на първоначално наблюдавания мезотрон и това съответствие между предсказаниите на теорията на Юкава и експерименталните резултати. Мезоните μ -мезон не е приемливо от съвременна гледна точка, тъй като те се използват за съвсем друг клас частици — адрони, изградени от кварки (каквото е π -мезонът, вж. раздел 10.3). Мюонът е от семейството на лептони.

Таблица 9.5. Хипотеза на Юкава и ролу на гештвие на ядрените сили



Хидеки Юкава (1907-1981)

Бозон с енергия E , импулс \mathbf{P} и маса m удовлетворява равенството

$$E^2 - \mathbf{P} \cdot \mathbf{P} c^2 = m^2 c^4.$$

Като извършим заменилме $E = +i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$ и $\mathbf{P} = -i\hbar \nabla$ и прудадем на горното равенство смисъл на оператор, гештвиец върху бълнова функция ψ , получаваме

$$-\hbar^2 \nabla^2 \psi + \hbar^2 c^2 \nabla^2 \psi = m^2 c^4 \psi.$$

При $m=0$ и подхогяща калибровка това върново уравнение се удовлетворява от електричния потенциал ϕ (уравнение (9.2)), а в статичния случай се удовлетворява и електростатичния потенциал на точков заряд. При $m \neq 0$ статичното уравнение

$$\nabla^2 \psi = \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi$$

с решение

$$\psi = \frac{1}{r} \exp \left(-\frac{r}{a} \right), \quad a = \frac{\hbar}{mc}.$$

Този резултат може да се интерпретира в следния смисъл. Бозонният потенциален точков нуклеонен източник се изменя по този начин с разстоянието и следователно потенциалът между нуклеоните има същото поведение. Така ролува на гештвиец оказва краен, като

$$a = \text{радиус на гештвие} = \frac{\hbar}{mc}.$$

Ако $a=2 \text{ fm}$, то $m=100 \text{ MeV}/c^2$.
По-отрог извод на този резултат е даден в Капе (1987).

наблюдения става пълно. Намерени били също и косвени свидетелства за съществуването на неутрален мезон, разпадащ се на фотони. Последвателно откриването на пиона години започват да работят учениците на частици до високи енергии и става възможно образуването на разглежданите частици в лабораторни условия. В табл. 9.6 дадени свойствата им, включително и на открития през 1950 г.

11.4. Откриването на мезона на Юкава. Микрофотографията е събита от един и същ тип, наблюдавана от Пауъл и други на голяма височина и интерпретирана като космически разпадане $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+$ (Powell, 1950).

Мезоните разпадане на заредена частица през емулцията прави минаването на заредена частица през емулцията прави от сребърен халогенид по пътя и способни да бъдат нормални процес на фотографско проявление. След нормалния процес на фотографско проявление се образува следа от зрънца метално сребро с разстояние $1-2 \mu\text{m}$. Плътноста на зрънцата по траекториите на различните частици е почти пряко пропорционална на различните им загуби за йонизация на единица дължина. Колкото частиците са по-бавни, толкова тези загуби по-големи, така че следите стават по-плътни в процеса на проявяването, докато накрая частиците спират. Свидетелство за ниската йонизационна способност на частици, които се със скоростта, близки до тази на светлината, е следното: Увеличаването на плътността със забавяването на частиците се вижда от следите на мезоните. Това поведение на различните загуби за йонизация е описано по-подробно в раздел 11.2. Забележете, че дължините на мезонните следи са почти еднакви и в четирите случая. Това не е случайно и е видно при всички случаи на наблюдение на следи на пълна последователност от разпадане. Дължината следва се нарича пробен на частицата и приблизително еднакви пробежи показват, че когато са образувани следи на разпадането на пион, всички мезони имат приблизително една и съща енергия. От това следва, че мезоните в случая се разпада на две частици.

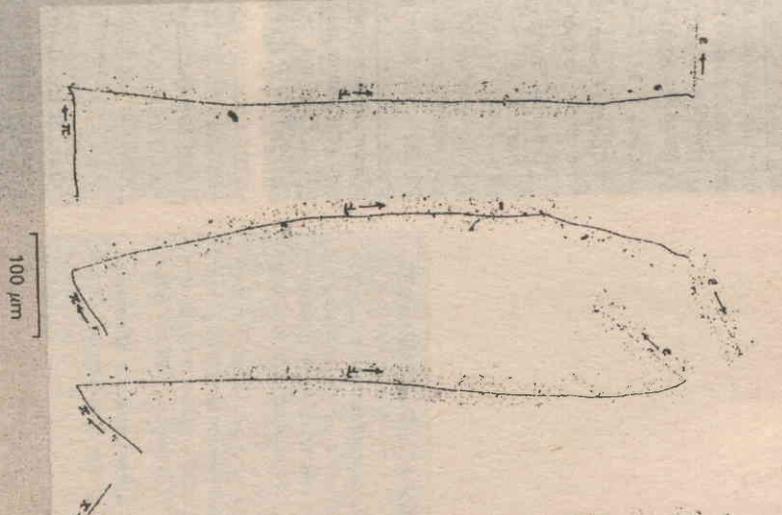
Това е така цялостната интерпретация, която може да направим за тези събития, е следната. Положително зареден пион се разпада на емулцията и след известно време спира в нея (на различните се виждат само последните няколко десетки милиметра от следата). След спирането си пионът се разпада на $\mu^+ + \nu$, при което се раждат неутрино с енергия 29.8 MeV , което не се регистрира, и мезон с енергия 4.12 MeV , което преминава около $596 \mu\text{m}$, спира и се разпада по следите $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \nu$. Двата вида неутрино не се наблюдават. При тричастично разпадане позитронът не е с точно определена енергия, макар това да не може да се докаже със основна на тези снимки.

Следите на мезоните са научени линии, което се дължи на ефектите на многократно разсейване от веществото на емулцията.

Никак се върнем към проблема с ядрените сили. Сега новата идея на нуклеон-нуклеонната сила се пренася от пионите — фазиманди диаграми за някои от основните механизми са показани на фиг. 11.5. Силата на свързване на пион с нуклеон се определя от константата g (която е еквивалент на e при взаимодействието на фотона с електричния заряд), а потенциалът при този елементарен подход има вида

$$U(r) = \left(\frac{g^2}{4\pi r} \right) \exp(-mcr/\hbar).$$

Какъвто по-нататък, можем да сметаме, че обменният характер на нуклеон-нуклеонните сили, който открихме при разсейването, е резултат на обмен на зареден пион, при което неутронът се превръща в протон и обратно, а няма предаване на голям импулс. Другите взаимодействия на нуклеон-нуклеонния потенциал, такива като зависимостта на спин, наличието на тензорна компонента и т.н., могат да



Събитията от разпадането на отрицателен $\pi^- \rightarrow \mu^- + e^-$ не се наблюдават в такава форма графска емулсия или какъвто и да е друг материал отрицателни пиони се привличат от ядрото много по-големи от вероятността за разпадане в посока на разпадане на ядрото, при загубата им в покой се трансформира в кинетична енергия използвателни ядрени фрагменти (вж. фиг. 11.1)

Събитията от разпадането на отрицателен $\pi^- \rightarrow \mu^- + e^-$ не се наблюдават в такава форма графска емулсия или какъвто и да е друг материал отрицателни пиони се привличат от ядрото много по-големи от вероятността за разпадане в посока на разпадане на ядрото, при загубата им в покой се трансформира в кинетична енергия използвателни ядрени фрагменти (вж. фиг. 11.1)

Таблица 9.6. Основни свойства на пионите и мюоните

	Пиони		Мюони	
	π^+	π^-	μ^+	μ^-
Заряд	+1	-1	+1	-1
Маса в покои	139.57 MeV/c ²		105.66 MeV/c ²	
Спин	0		1/2	
Средно време на живот в свободно състояние	2.60 · 10 ⁻⁸ s		2.20 · 10 ⁻⁶ s	
Основан канал на разпадане	$\mu^+ + \nu_\mu$ $\mu^- + \bar{\nu}_\mu$		$e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ $e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$	

Въпреки че каналите на разпадане са различни, сматтаме притока за три различни проявления на бозона на Юкава.

Мюонът се гържи освен при разпадането си точно като мекък електрон.

Чертичките и линееките, които различават различните типове неутрина, използвани при разпаданата на пионите и мюоните, ще бъдат описани в раздел 12.3. Разбира се, всички разпадания, които включват неутрино, са свързани извременно с разпадане, както ще видим по-късно.



Фиг. 9.15. Фейнманови диаграми за някои от механизмите на обменни пиони. Забележете появата отново на триамениен връх с два фермиона и един бозон. В диаграмата с обмен на заряд дажи ще е π^+ в едната посока, а π^- в другата не е съществено, така както не е съществена подредбата времето на върховете (вж. текста под фиг. 9.3).

нуклеоните. Само ограничен кръг от тези варианти са пренорудеми — свойство, което се смята основно поради важността на КЕД. Но по-важен проблем е, че количествените пресметания са много успешни. Причината е отчасти във високата стойност на константата $g^2/4\pi\hbar c$. Успехът на КЕД, както беше отбелязано в раздел 9.4, се дължи главно на малката в сравнение с единична стойност на α — константата на фината структура, което прави изчислената с теория на пертурбациите обозрими. Стойността на пион-нуклеонната константа на връзката не дава възможност смислени пресметания с теория на пертурбациите — следващия след водещия порядък, дава поправки, които са по-големи от първия порядък, и т. н.! Опитите да се пресметне сечението за взаимодействие разсейване дават безнадеждно неправилни резултати сравнени с данните от експериментите на новите за онова време ускорители.

Въпреки трудностите с количествените пресметания хипотезата на Юкава повлиява значително методите за анализ на нуклеон-нуклеонното разсейване с използването на потенциални. Формата и природата на тези потенциални много силно се повлияват от идеята за обмен само на пиони, но и на по-тежки бозони като ρ и ω например (раздел 10.4). При разстояния, по-големи от 1,5 fm, нуклеон-нуклеонното потенциално взаимодействие се оказва много по-слабо от потенциалното взаимодействие на пиони.

Таблица 9.7. Основни свойства на кварките и глюоните

	Кварки		Глюони	
	u	d	8	8
Заряд	2/3	-1/3	0	0
Маса в покои	~ 0		~ 0	
Спин	1/2		1	
Средно време на живот в свободно състояние	~ 10 ⁻²⁴ s		~ 10 ⁻²⁴ s	
Основан канал на разпадане	$u \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$		$g \rightarrow q + \bar{q}$	

Въпреки че каналите на разпадане са различни, сматтаме притока за три различни проявления на бозона на Юкава.

Мюонът се гържи освен при разпадането си точно като мекък електрон.

Фиг. 9.16. Фейнманови диаграми за някои от механизмите на обменни кварки. Забележете появата отново на триамениен връх с два фермиона и един бозон. В диаграмата с обмен на заряд дажи ще е u в едната посока, а d в другата не е съществено, така както не е съществена подредбата времето на върховете (вж. текста под фиг. 9.3).

нуклеоните. Само ограничен кръг от тези варианти са пренорудеми — свойство, което се смята основно поради важността на КЕД. Но по-важен проблем е, че количествените пресметания са много успешни. Причината е отчасти във високата стойност на константата $g^2/4\pi\hbar c$. Успехът на КЕД, както беше отбелязано в раздел 9.4, се дължи главно на малката в сравнение с единична стойност на α — константата на фината структура, което прави изчислената с теория на пертурбациите обозрими. Стойността на пион-нуклеонната константа на връзката не дава възможност смислени пресметания с теория на пертурбациите — следващия след водещия порядък, дава поправки, които са по-големи от първия порядък, и т. н.! Опитите да се пресметне сечението за взаимодействие разсейване дават безнадеждно неправилни резултати сравнени с данните от експериментите на новите за онова време ускорители.

Въпреки трудностите с количествените пресметания хипотезата на Юкава повлиява значително методите за анализ на нуклеон-нуклеонното разсейване с използването на потенциални. Формата и природата на тези потенциални много силно се повлияват от идеята за обмен само на пиони, но и на по-тежки бозони като ρ и ω например (раздел 10.4). При разстояния, по-големи от 1,5 fm, нуклеон-нуклеонното потенциално взаимодействие се оказва много по-слабо от потенциалното взаимодействие на пиони.

Таблица 9.8. Основни свойства на кварките и глюоните

	Кварки		Глюони	
	u	d	8	8
Заряд	2/3	-1/3	0	0
Маса в покои	~ 0		~ 0	
Спин	1/2		1	
Средно време на живот в свободно състояние	~ 10 ⁻²⁴ s		~ 10 ⁻²⁴ s	
Основан канал на разпадане	$u \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$		$g \rightarrow q + \bar{q}$	

Въпреки че каналите на разпадане са различни, сматтаме притока за три различни проявления на бозона на Юкава.

Мюонът се гържи освен при разпадането си точно като мекък електрон.

Фиг. 9.16. Фейнманови диаграми за някои от механизмите на обменни кварки. Забележете появата отново на триамениен връх с два фермиона и един бозон. В диаграмата с обмен на заряд дажи ще е u в едната посока, а d в другата не е съществено, така както не е съществена подредбата времето на върховете (вж. текста под фиг. 9.3).

нуклеоните. Само ограничен кръг от тези варианти са пренорудеми — свойство, което се смята основно поради важността на КЕД. Но по-важен проблем е, че количествените пресметания са много успешни. Причината е отчасти във високата стойност на константата $g^2/4\pi\hbar c$. Успехът на КЕД, както беше отбелязано в раздел 9.4, се дължи главно на малката в сравнение с единична стойност на α — константата на фината структура, което прави изчислената с теория на пертурбациите обозрими. Стойността на пион-нуклеонната константа на връзката не дава възможност смислени пресметания с теория на пертурбациите — следващия след водещия порядък, дава поправки, които са по-големи от първия порядък, и т. н.! Опитите да се пресметне сечението за взаимодействие разсейване дават безнадеждно неправилни резултати сравнени с данните от експериментите на новите за онова време ускорители.

Въпреки трудностите с количествените пресметания хипотезата на Юкава повлиява значително методите за анализ на нуклеон-нуклеонното разсейване с използването на потенциални. Формата и природата на тези потенциални много силно се повлияват от идеята за обмен само на пиони, но и на по-тежки бозони като ρ и ω например (раздел 10.4). При разстояния, по-големи от 1,5 fm, нуклеон-нуклеонното потенциално взаимодействие се оказва много по-слабо от потенциалното взаимодействие на пиони.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ

Кварки и антикварки. Фермионни частици със спин 1/2, които участват в образуването на адрони. Кварките са фермиони със спин 1/2, а антикварките са антифермиони със спин 1/2. Кварките са свързани с глюоните (вж. раздел 10.3).

Глюони. Бозони със спин 1, които участват в образуването на адрони. Глюоните са свързани с кварките (вж. раздел 10.3).

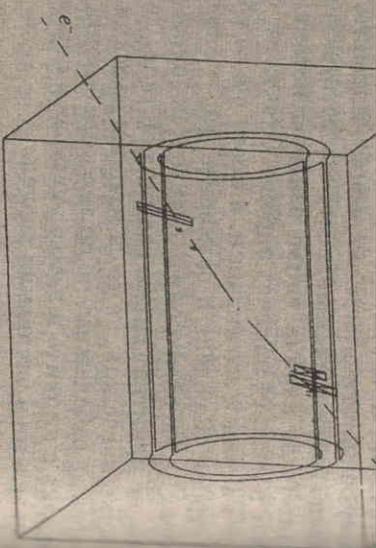
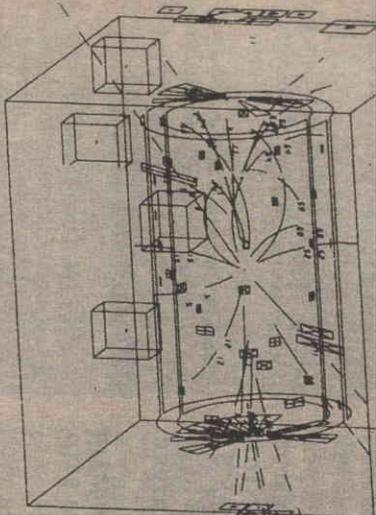
Квантова хромодинамика. Теорията за взаимодействието между кварките и глюоните.

Кварки, глюони и КХД

Фиг. 9.16. Фейнманови диаграми за някои от механизмите на обменни кварки. Забележете появата отново на триамениен връх с два фермиона и един бозон. В диаграмата с обмен на заряд дажи ще е u в едната посока, а d в другата не е съществено, така както не е съществена подредбата времето на върховете (вж. текста под фиг. 9.3).

нуклеоните. Само ограничен кръг от тези варианти са пренорудеми — свойство, което се смята основно поради важността на КЕД. Но по-важен проблем е, че количествените пресметания са много успешни. Причината е отчасти във високата стойност на константата $g^2/4\pi\hbar c$. Успехът на КЕД, както беше отбелязано в раздел 9.4, се дължи главно на малката в сравнение с единична стойност на α — константата на фината структура, което прави изчислената с теория на пертурбациите обозрими. Стойността на пион-нуклеонната константа на връзката не дава възможност смислени пресметания с теория на пертурбациите — следващия след водещия порядък, дава поправки, които са по-големи от първия порядък, и т. н.! Опитите да се пресметне сечението за взаимодействие разсейване дават безнадеждно неправилни резултати сравнени с данните от експериментите на новите за онова време ускорители.

Въпреки трудностите с количествените пресметания хипотезата на Юкава повлиява значително методите за анализ на нуклеон-нуклеонното разсейване с използването на потенциални. Формата и природата на тези потенциални много силно се повлияват от идеята за обмен само на пиони, но и на по-тежки бозони като ρ и ω например (раздел 10.4). При разстояния, по-големи от 1,5 fm, нуклеон-нуклеонното потенциално взаимодействие се оказва много по-слабо от потенциалното взаимодействие на пиони.



Фиг. 9.19. Откриването на Z^0 . Компютърна реконструкция на събитие $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, наблюдавано на експерименталната апаратура UA1 на ускорителя с насрещни снопове от протони и антипротони в CERN. Протонният синхротрон за енергия 400 GeV на Европейския център за ядрени изследвания (CERN) е видоизменен да работи като натрупващ пръстен за протони с енергия 270 GeV, въртящи се в една посока и антипротони със същата енергия — в другата. Две места от пръстена са съоръжени за наблюдаване на стъпковената между p и \bar{p} . Пълната енергия на тези стъпковената между p и \bar{p} е 540 GeV, доста по-висока от правата за раждане на Z^0 и W^\pm в свободно състояние. При повечето от взаимодействията се раждат две струи от адрони (главно пиони), концентрирани в посоките напред и назад спрямо оста на стъпковените пореди малкия предаден импулс. Тези адрони са резултат от кварковата фрагментация (вж. раздел 10.9) след взаимодействието с малък предаден импулс между кварките и глюоните от протона с антикварките и глюоните от антипротона. Рядко при някои от стъпковената се раждат реален W или реален Z^0 , които се разпадат. Един от възможните канали на разпадане на Z^0 е

Това води до появата на две високоенергийни частици често летящи под големи ъгли и разлечаващи се след от фрагментационните адрони. Електроните (и позитроните) се идентифицират лесно и след като импулсите се определят по закривяването на траекториите им в магнитно поле, е възможно да се измери масата на родината ти частица, ако те са продължт на двучастично разпадане. (Вж. фиг. 2.7 за друг пример на прилагането на подобен метод.) В (a) е показана компютърна реконструкция на много следи на заредени частици и на сигналите калориметъра (раздел 11.2) за едно събитие. Ако се следят следите и сигналите в калориметъра от частите напреген импулс, по-малък от 2 GeV/c, остават следите само на един електрон и един позитрон, както е показано в (b). Характеристиките на тази двойка се съгласуват с хипотезата, че те произхождат от разпадането на частица с маса около 90 GeV/c². Множество такива събития позволяват недвусмислената идентификация на раждането и разпадането на очаквания Z^0 . (UA1 Collaboration, 1983b.)

ци. Нобелова награда е дадена по-късно и на Рубиа (Rubbia) и Ван дер Меер (van der Meer) за изследвания, които довеждат до наблюдаването на тези носители. Така че има две линии на развятие и тази глава е мястото да изложим накратко изградената теория, докато експерименталните резултати са описани и илюстрирани на фиг. 9.19 и 9.20 (всичко и фиг. 12.8).

Преносителите са три калибровъчни бозона: W^+ , W^- и Z^0 , и за тяхното действие конструираме два основни връзка, показани на фиг. 9.21. Както и при върховете в КЕД, и тук има две фермионни рамена и съответно. В случая на КЕД се подразбиратше негласно, че взаимодествативацят фермион не се променя, изменят се само енергията и импулсът му. Забележете, че върхът W свързва два различни фермионни

ци. Нобелова награда е дадена по-късно и на Рубиа (Rubbia) и Ван дер Меер (van der Meer) за изследвания, които довеждат до наблюдаването на тези носители. Така че има две линии на развятие и тази глава е мястото да изложим накратко изградената теория, докато експерименталните резултати са описани и илюстрирани на фиг. 9.19 и 9.20 (всичко и фиг. 12.8).

Фиг. 9.20. Тази фигура показва компютърна реконструкция на друго събитие от експеримента UA1. Реконструкцията на фиг. 9.19 показва следи, наблюдавани във външната част на детектора, а тази фигура показва следи конструирани във вътрешния детектор. Имало се и раждането на W , и го с вероятност, сравнима за Z^0 , но очакванията канали на разпадане не са били ясно сигнатура, както канала e^+e^- за Z^0 . Единият от каналите на разпадане $W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ или за противоположния заряд — $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Това означава появата на електрон и позитрон, а не на електрон и позитрон. Приложен е по-сложният алгоритъм UA1 Collaboration за високоенергийни събития. В показаното събитие електрон и позитрон, означен на фигурата с e^+ и e^- , са резултат от разпадането на Z^0 . Такива събития са много редки, тъй като самите W не може да се излъчат, тъй като са неустойчиви. Приложен е по-сложният алгоритъм UA1 Collaboration за високоенергийни събития. В показаното събитие електрон и позитрон, означен на фигурата с e^+ и e^- , са резултат от разпадането на Z^0 . Такива събития са много редки, тъй като самите W не може да се излъчат, тъй като са неустойчиви.

Фиг. 9.20. Тази фигура показва компютърна реконструкция на друго събитие от експеримента UA1. Реконструкцията на фиг. 9.19 показва следи, наблюдавани във външната част на детектора, а тази фигура показва следи конструирани във вътрешния детектор. Имало се и раждането на W , и го с вероятност, сравнима за Z^0 , но очакванията канали на разпадане не са били ясно сигнатура, както канала e^+e^- за Z^0 . Единият от каналите на разпадане $W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ или за противоположния заряд — $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Това означава появата на електрон и позитрон, а не на електрон и позитрон. Приложен е по-сложният алгоритъм UA1 Collaboration за високоенергийни събития. В показаното събитие електрон и позитрон, означен на фигурата с e^+ и e^- , са резултат от разпадането на Z^0 . Такива събития са много редки, тъй като самите W не може да се излъчат, тъй като са неустойчиви.

повече на фотона и неговият връх свързва два идентични фермиона или фермион и антифермион. Има и друга разлика: тъй като W и Z^0 са много по-големи от m_e и m_μ , възможно е да се наблюдават реални частици (разширете се на раздел 9.1 с доказателството на това твърдение).

2. В теорията на Ферми амплитудата за процеса на фиг. 9.18 е пропорционална на G_F , амплитудата на процеса, показан на фиг. 9.22, е пропорционална на g_W^2 за всеки връх (табл. 9.7) и множител $(M_W^2 c^2 - q^2)^{-1}$ за разпадането на виртуалния W от връх до връх. Тук M_W е масата на W , а q е релативистичният четириимпулс, пренасян от W от връх до връх (фиг. 9.6). При β -разпадането $|q^2 c^2|$ е малко ($\leq 1 \text{ MeV}^2$), така че при $M_W^2 c^2 \gg |q^2 c^2|$ бихме очаквали $G_F \approx g_W^2 / M_W^2$. Появява се интересен факт: ако $g_W^2 = e^2 / \epsilon_0$ (e е зарядът на електрона), при $M_W = 90 \text{ GeV}/c^2$ ще се получи известната от експеримента стойност G_F . Това положение е представено в табл. 9.7. Така че става ясно, че единственото електроматрично явление и това обединение е свързаната на модела на Глешоу, Уайнбърг и Салам. Теорията съдържа параметър, ъгъл на Уайнбърг θ_W , който тя не може да предскаже. Масите на Z^0 и W обаче и константите на свързването са всеки вид от фермионите се пресмятат от експериментално

Таблица 9.8. Електрослабата теория на Глешоу, Уайнбърг и Салам

ва проблем с означенията. Тъй като досега използваха-
ртните международни единици (системата SI), кон-
ста на финала структура $\alpha = e^2 / (4\pi\epsilon_0 \hbar c)$. Повечето кн-
трослаби взаимодействия използват $\alpha = e^2 / (4\pi\hbar c)$,
ам, където те пишат e , ние трябва да пишем $e / \sqrt{\epsilon_0}$.
ни, а и може да доведе до обърквания, поради което
а се внимава. По-нататък в таблицата e е в кулони.
 γ ; бозоните Z^0 , W^\pm и W^\pm са наблюдаемият резултат
етичното безмасово четирикомпонентно поле. Пре-
ото съществуване на един бозон на Хигс довежда до
на двете електрично неутрални компоненти на поле-
учаване на безмасов фотон и масивен Z^0 , а също и
с маси заредените му компоненти. Смесването се па-
зира с ъгъл θ_w , наречен **ъгъл на Уайнбърг**. Между кон-
на на свързване g (фиг. 9.21) и масите на тези калибро-
они съществуват следните връзки:

$$\frac{g^2}{4\pi\hbar c} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \frac{1}{\sin^2 \theta_w}$$

$$M_W^2 = \frac{g^2}{2^{5/2}} G_F$$

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_w$$

G_F е константата на свързване на Ферми (табл. 9.7 и
igel 12.8).

88 г. експериментално измерената стойност на θ_w е

$$\sin^2 \theta_w = 0.233 \pm 0.006,$$

то могат да се предскажат

$$M_W = 75.9 \pm 1.0 \text{ GeV}/c^2$$

$$M_Z = 91.1 \pm 0.7 \text{ GeV}/c^2$$

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

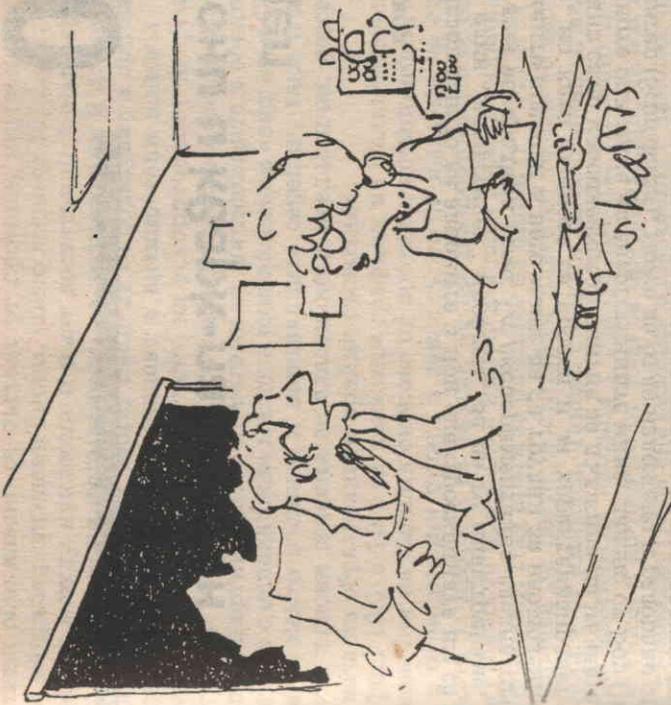
Взаимодействие. Взаимодействието, което предизвик-
апането и други процеси на разпадане с участието на
и и кварки (вж. гл. 12).

Слаба теория. Това е обединение на квантовите тео-
електромагнитното и слабото взаимодействие.

Уайнбърг. Този ъгъл определя степента на смесване-
то генерира от четири калибровъчни бозона реално не-
аните бозони γ , W^\pm и Z^0 .

във физиката на елементарните частици и възможните направ-
за по-нататъшно развитие.

Пропунахме ли нещо? Фигура 9.23 ни напомня, че не сме
съдили гравитацията. Гравитационният потенциал е толкова
че ефектите от него са напълно пренебрежими във всички по-
основни атомни и субатомни процеси. Необходимо е да отбеле-
 обаче, че общата теория на относителността добре описва грав-
ционните ефекти на големи разстояния, но нейна квантова
е още не съществува. Очаква се да съществува гравитацион-



**„Съществува силно взаимодействие, сла-
бо взаимодействие, гравитация, електро-
магнетизъм и накрая съществува отново
определено нещо, което чувствам, кога-
то те виждам...“**

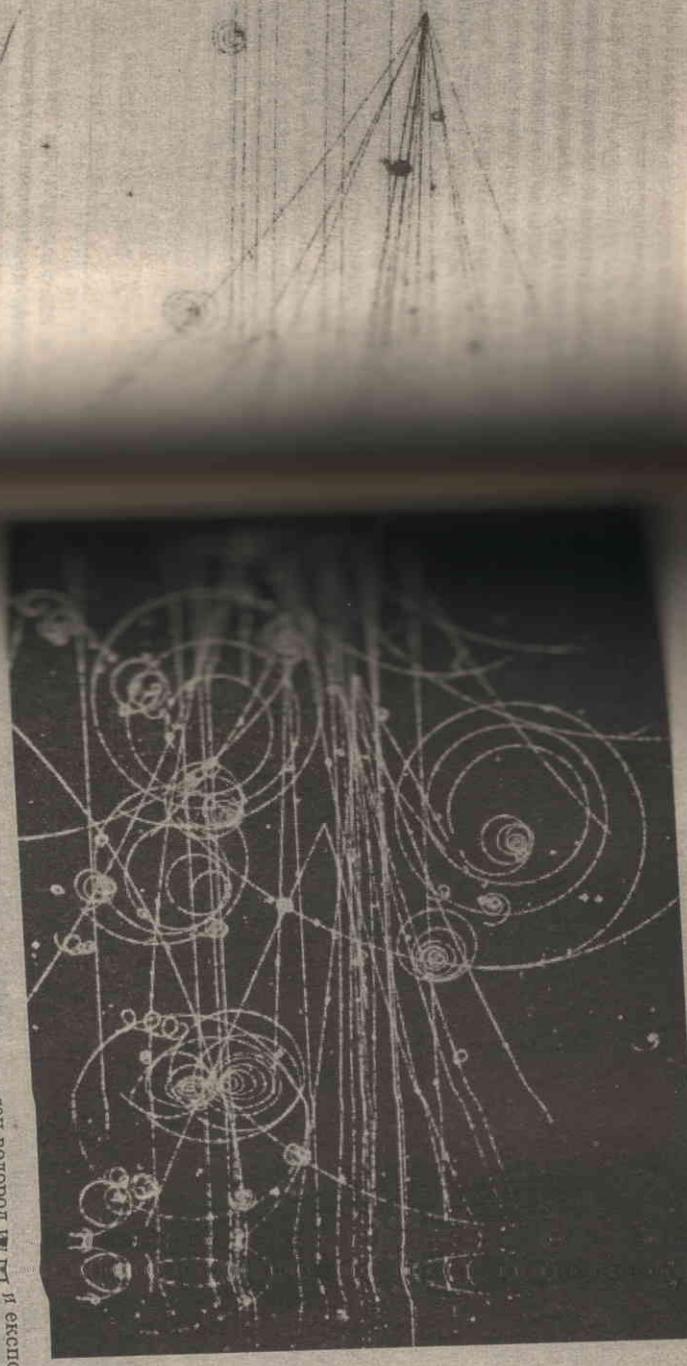
Да си припомним, че забравихме за гравитационното взаимодействие.

квантът на гравитацията е вече наречен гравитон.
гравитационното поле изисква той да е частица със

квантизацията ще присъства при описанието на свръхновите
14.9 и 14.10). Огромната енергия, освободена при
ането на свръхнова, може да се обясни единствено с допуска-
че тези звездни експлозии са резултат от причинен от гравита-
на звезден колапс.

Литература

Adams, I. J. R., Hey, A. J. G. (1982) *Gauge Theories in Particle Physics*. Adam
Clarke, Bristol.
Cohen, H. C., Казаринов, Ю. М. (1960) ЖЭТФ, 37, 1125-9.
Feynman, R. P. (1987) *Modern Elementary Particle Physics*. Addison-Wesley.
Feynman, R. P. (1950) *Reports on Progress in Physics*, 13, 350-424.
Guth, A. H. (1983a) *Phys. Lett.*, 122B, 103-116.
Guth, A. H. (1983b) *Phys. Lett.*, 126B, 398-410.



Фиг. 10.3. Фотография от междуречна камера, пълна с течен водород и ирирана в сноп протонови с импулс 24 GeV/c. Виждат се девет протоновни трекове, от които два тръпнат нееластични стълкновения, в които единият от проите се превръща в барион и единият в мезон. Вестен брой неутрални пиони. При импулс на падащите протонови частици 24 GeV/c в СМ на двата протона е 6,84 GeV, което е напълно достатъчно за неговото разпадане на два нуклеона, които задължително трябва да присъстват сред продуктите на реакцията. Камерата е цилиндрична с вътрешен диаметър 32 cm. На тръпната линия на трековете се прекръсват, което се вижда и на фотографичния снимък. Това може да се дължи за мащаба на изображението. Магнитното поле е насочено по оста на цилиндъра, т.е. перпендикулярно на плоскостта на фотографичната. Посоката му е такава, че отрицателните частици се девирират надясно по посоката на движението си. Това се вижда и от спиралите δ-лъчи на фотографичната.

да второ взаимодействие. Сред продуктите на тези взаимодействия неутрална частица, която се е разпаднала на една положителна и една отрицателна частица след изминаване на няколко сантиметра. Пример за така наречените неутрални V-частици. По-трудно се наблюдава особено следна една от положителните частици, образувана във второто взаимодействие. Тя има чупка по траекторията си и дължа на различие в скоростта на е и е вторична частица се е разпаднала на две частици. Такива частици обикновено се наричат заредени V-частици. Последните две фотографии демонстрират колко много адрони се произвеждат в адрон-адронните стълкновения при високи енергии.

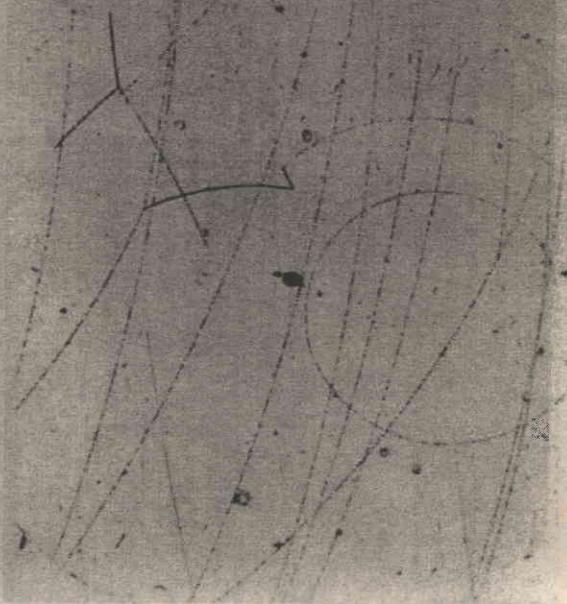
Фиг. 10.5 представява фотография от същата камера, която е показана на фиг. 10.3 и 10.4. Камерата е напълнена с течен водород и е облъчвана с положителни пиони с енергия 320 MeV. Вижда се събитие с класическата последователност от разпада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$, а π^+ е продукт на реакцията

Фиг. 10.4. Фотография от междуречна камера, пълна с течен водород и ирирана с импулс 16 GeV/c. (Това е същата камера от фиг. 10.3.) Виждат се пет протоновни трекове на електромагнитни, позитронни и пренаеселена с високоенергетични трекове на електромагнитни, позитронни. За да видите пионите с импулс 16 GeV/c, гледайте надясно и ще виждате спиралите δ-лъчи.

Втората фотография е ясно, че силното взаимодействие е причината за появата на тези фотоаграфични трекове, като всички са образувани в този регион на пространството. В тази глава ще се съсредоточим само върху един от аспекти на взаимодействието.

Неутралната частица, разпаднала се на две заредени адронни частици, образувана от топологията на трековете. Заредена адронна частица е наречена V-частица. Неутралната частица, разпаднала се на две заредени адронни частици, образувана от топологията на трековете. Заредена адронна частица е наречена V-частица. Неутралната частица, разпаднала се на две заредени адронни частици, образувана от топологията на трековете. Заредена адронна частица е наречена V-частица.

Неутралната частица, разпаднала се на две заредени адронни частици, образувана от топологията на трековете. Заредена адронна частица е наречена V-частица. Неутралната частица, разпаднала се на две заредени адронни частици, образувана от топологията на трековете. Заредена адронна частица е наречена V-частица.



Фиг. 10.5. Снимка от мехурчестата камера, напълнена с течен водород и облъчвана с π^- -мезони с енергия 320 MeV. (Това е отново същата камера, както на фиг. 10.4; малкото поле отклонява отрицателните частици надясно по посоката на движението им.) Най-забележителното събитие на фотографията е това, при което се е образувал π^- -мезон под ъгли около 120° спрямо посоката на падащата отляво частца. Той се забавя и спира в камерата, след това се разпада на μ^+ и неутрино. Последното не остава следа. От своя страна μ^+ се разпада на позитрон и две неутрина (вж. също фиг. 9.14). Позитронът се завърта на оборот и поговина по спирала намаляващ радиус (тъй като губи енергията си за йонизация) и напуща камерата. Една бърза заредена частца, родена в първоначалното сълкновение, напуска камерата. Измерванията на кривините на треконете и пробезите на частциите показват, че сумите от енергиите и импулсите на видимите частици не удовлетворяват законите за запазването им, което означава, че при взаимодвижението се е родила най-малко една неутрална (и ненаблюдаема пряко) частца. Съответният кинолъчен анализ показва, че фактически е наблюдавана реакцията

$$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + n.$$

Тояния, някои от тях дългоживущи ($\sim 10^{-10}$ s), а други с много късо време на живот ($< 10^{-22}$ s).

Овсен състояния, образувани чрез прякото сливане на двете нуклонни частици, в адрон-адронните сълкновения се раждат и много други късоживущи адронни състояния — както π^- и K^- -мезоните (пример (раздел 10.4) — или непосредствено в процеса на взаимодействие, или като разпадни продукти на други късоживущи състояния. Следователно всеки модел, чийто цел е да опише адронния трябва да включва тези състояния.

10.3. Кварк-партонен модел. Етап I

Файнман използва термина **партони** за частици, които са съставни части на адроните. В раздел 9.11 и 9.12 предложихме като кандидати за ролята на партони кварките q и антикварките \bar{q} — частици със спин $1/2$, и глюоните — частици със спин 1. Кварките и антикварките, определящи свойствата на адрона като спин, заряд и квантови кванти, които ще срещнем в тази глава, се наричат **валентни кварки**. В адроните непрекъснато се появяват, съществуват за кратко време и анихилират и кварк-антикваркови двойки, които не пр

покои, те се наричат **морски кварки**. Квантите на полето, което обуславя силите така и глюони, квантите на полето, което обуславя силите между кварките. Последното твърдение е аналогично на твърдението, че водородният атом съдържа фотони — кванти на полето, твърдението, че водородният атом съдържа фотони — кванти на полето, твърдението обаче са далеч не толкова очевидни съставни на водородния атом, както са глюоните в адрона. Ще отложим изясняването на тази важна разлика до раздел 10.10, а тук бихме искали само подчертаем, че силите с голям интензитет между кварките се дължат на глюонен обмен.

В първия етап на нашия модел се изисква въвеждането на два вида "кварки" (т.е. два типа) кварки със символи u и d за горен (up) и долен (down) кварк. Те имат спин $1/2$ и следователно са фермиони и античастици, съответно \bar{u} и \bar{d} за антигорен и антидолен кварк. Силите u и d имат електричен заряд съответно $+2/3$ и $-1/3$ от заряда на протона. Антикварките имат противоположни заряди. Тези сили са сумирани в табл. 10.1. Сега вече лесно можем да конструираме някои адрони (добре е читателът да провери, че се получава правилният им заряд):

Протонът p има валентни кварки uud .
 Нейтронът n има валентни кварки udd .
 Позитивният пион π^+ има валентни кварки $u\bar{d}$.
 Отрицателният пион π^- има валентни кварки $\bar{u}d$.

Какво е съставен неутралният пион π^0 ? Първото предположение би могло да бъде $u\bar{u}$ или $d\bar{d}$. Разбира се, той е квантовосмесена суперпозиция от двете, която се записва като

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} - d\bar{d}).$$

Това не е прецизно дефиниран вектор на състоянието.)

Същата стъпка е да проверим как кварките могат да се комбинират в състояния, които имат спина и четността на наблюдаемите пиони. При пиони това е лесно: ако двойката qq е в синглетно състояние (пълнен спин $s = 0$) и с нулев орбитален ъглов момент на относителното движение (квантово число $l = 0$), тогава пълният ъглов момент на пиона, т.е. неговият спин, е нула. Такова qq състояние се означава спектроскопски като 1S_0 (Фермионите и антифермионите имат противоположни вътрешни четности (факт, който не бихме искали да докажем дори и да се опитаме да го сторим с известните данни на читателя средства, но който ще помолим да се запомни). Така състоянието qq ще има четност $(-1)^l(-1)^s$ и двойките $u\bar{d}$, $d\bar{u}$ ще имат четност 1S_0 ще имат отрицателна пълна четност. $dd - u\bar{u}$ в състояние 1S_0 ще имат отрицателна пълна четност. $u\bar{u} - d\bar{d}$ в състояние 1S_0 ще имат отрицателна пълна четност.

Не е трудно да се види, че кварките uud могат да се подредят така, че при векторното събиране на спиновите им моменти да се получи пълнен ъглов момент $1/2$, колкото е спинът на протона. Подобно е положението и с неутрона. И в двата случая орбиталният момент е положителен и с неутрона. И в двата случая орбиталният момент на относителното движение на съставящите кварки е положителен и с неутрона. Това е така, вътрешната четност на кварките е неопределена. Това е така, защото в случаите, в които четността се запазва, се запазва и квантовият "аромат" (вж. по-долу), т.е. един и същ кварк участва и в четността, и в крайното състояние и дължащите се на неговата четност, и в крайното състояние и дължащите се на неговата четност. Множители при изравняването на четностите се съкращават. Така четностите на нуклеоните можем да дефинираме произволно. Тъй като отсъства вътрешен орбитален ъглов момент, който да доведе до отрицателна четност, разумно е на нуклеоните да присвоим положителна четност. И така нуклеоните имат $J^P = 1/2^+$.

Кварк	Заряд
Горен u	+2/3
Долен d	-1/3
Антигорен \bar{u}	-2/3
Антидолен \bar{d}	+1/3

Забележете, че босони кванта на антикварките имат заряд, противоположен на този за кварките. Мислите ли също са едни и същи кварки, а за антикварките ще се погребувам.

Таблица 10.2. Кваркови "роматни"-спинови вектори на състояние $J = +1/2$. Спрелките $\uparrow(\downarrow)$ означават, че кваркът има компонента J на спин

Протон p :	$\frac{1}{\sqrt{18}}(2u_1u_1u_1 + 2d_1u_1u_1 - u_1u_1d_1 - u_1d_1u_1 - d_1u_1u_1 - d_1u_1d_1)$
Неутрон n :	$\frac{1}{\sqrt{18}}(2u_1d_1u_1 + 2d_1u_1u_1 - u_1u_1d_1 - u_1d_1u_1 - d_1u_1u_1 - d_1u_1d_1)$

Как да интерпретираме тези вектори? Например амплитудата на протон в протона първоначално кварк га е u със спин \uparrow , вторият га е d със спин \downarrow , а третият га е u със спин \uparrow , се дава с коефициента пред петия член $2d_1u_1u_1$ в таблица 10.2. Тогава вероятността да намерим такава конфигурация е $\frac{1}{18}$.

За тези, които се интересуват, в табл. 10.2 сме представили състоянията по спин и кварков "ромат" за протона.

Какви по-нататъшни предсказания можем да направим на тези прости начални определения? След като имаме от всяко състояние, изградено от кварки и антикварки и обратно. Тъй като очакваме кварките и антикварките да се получат друго състояние чрез заместването на кварк с антикварк и обратно. Тъй като очакваме кварките и антикварките да имат еднакви маси и противоположни заряди, тези операции на зарядово спрягане превръща адрона в адрон с еднаква маса и противоположен заряд. При тази операция $\pi^+ \rightarrow \pi^-$ и $\pi^- \rightarrow \pi^+$. Обаче $\pi^0 \rightarrow \pi^0$ и следователно той е сам по себе си, т.е. той е самоспрегнат. Прилагаме операцията спрягане върху протона и неутрона, получаваме антипротон (\bar{p}), при което $\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$ и $\bar{n} = \bar{u}\bar{d}\bar{d}$ от тните състояния кварки, а съгласно нашите аргументи тези състояния ще имат $J^P = (1/2)^-$. Тези състояния съществуват дълго по естествен начин в нашата среда, защото използват за изследвания на различни височини заряд и използват за изследвания на различни височини ускорители. Протонът и неутронът принадлежат към чат бариони и, разбира се, състоянията от три антикварки бариони — всички трикваркови състояния, които дполагаме съществуването и на съответния антибарон маса и спин и противоположни заряд и четност (и други свойства). Следващото нещо, което можем да опитаме, е да състояния чрез промяна на спиновите състояния на кварки. Ако сменяме състоянието на двойката $q\bar{q}$ от 1S_0 на 3S_1 от трите пиона, ще получим три $(+, 0, -)$ нови състояния са известни като ρ -мезони (ρ^+, ρ^0, ρ^-) и на фиг. 2.7 е показан от техните проявления. Ако направим същото и със състояния на неутрона и неутрона, в което векторното сумиране на спинове е породило пърлен спин $3/2$. На практика бдолават четири барионни състояния с кварков uud и ddd . Те се означават като $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0$ и Δ^- и имат маса $1232 \text{ MeV}/c^2$. Тази маса е над праговата ($938 + 140 \text{ MeV}$) $\Delta^- \rightarrow N^+ + \pi^-$ ($N^+ = p$ или n) и нама подобрни правили, могат прехода (или обратната реакция) под действие на модификации. Следствие от това е, че скоростта на разпада s^{-1} и естествената широчина на линията е около 10^{-12} следствие е, че тези състояния се появяват като състояния при пикон-нуклеонното разсейване, където те действително най-напред наблюдавани. Показаният на фиг. 10.2

се вижда Δ^0 (пик В на фиг. 10.2), в $\pi^+ n \rightarrow \Delta^0$ състояния могат да се наблюдават например и в (раздел 7.6)

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

само две нуклеонни системи си да попита защо има 3S_1 състояние на системата $qq\bar{q}$, а 1S_0 състояние с $J^P = (3/2)^+$. Причината е в това че функциите подбירה точна симетрия на вълновите функции подбירה точна симетрия. Тук нямаме възможност да се задълбочаваме в подробности, че когато от състояние с необходимост е да отбележим, че когато от паралелни спинове преминем в състояние с паралелни спинове имат по-висока енергия, т.е. маса (например $p(1/2)^+ \rightarrow \Delta^+(3/2)^+$). Тези зависимости от спин и енергия взаимодружно свързано взаимодействие увеличават много по-голямо от това в атома.

Възможност за промяна на състоянията $q\bar{q}$ или $qq\bar{q}$ чрез промяна на относителното движение на кварка единица l очакваме съответен множител $(-1)^l$ в състоянието. Освен това очакваме и енергията да се увеличи следните състояния в спектъра:

$$^1S_0, ^3S_1, ^1P_1, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2, ^1D_2, \dots$$

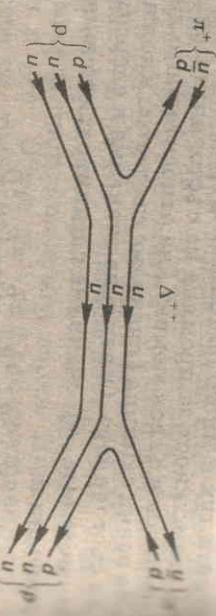
0, 1, 1, 0, 1, 2, 2, ... съответно, но не непременно в подобно казано, се увеличават, но не непременно в подобно казано, се увеличават около общия момент. Частичите q и \bar{q} се движат около общия център на маса, така че имаме само един орбитален ъглов момент, но не повече. Възможност за промяна на състоянията $qq\bar{q}$ очакваме да бъде по-сложен, но в най-обща линия може да се очаква от възбудени състояния — една от дублети, триплети и неутрона, и другата от кваркети като Δ -бариони и неутроните са с нарастващи спин и маса, а те са алтернативно. Много от получените по този начин състояния са наблюдавани. Класификацията и описанието на тези състояния се основават на теорията на пермутационната група (Гейлман, 1972).

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} - u\bar{u})$$

Съответно $\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{d} + u\bar{u})$ е едно от възможните състояния $q\bar{q}$. Съответно ρ^0 се счита, че е η -мезон с маса $549 \text{ MeV}/c^2$. ρ^0 на η -мезона има партньор 3S_1 и той е ρ -мезон с маса $783 \text{ MeV}/c^2$. Това се нарича ω -мезон и има маса $783 \text{ MeV}/c^2$. Мезоните изброените до тук могат да се наблюдават във вид на диаграми. Да разгледаме еластичното взаимодействие на състояние ρ^0 и η -мезона в $\pi^+ p$ взаимодействие. Тогава кой е партньорът 3S_1 на η -мезона в $\pi^+ p$ взаимодействие? Показано как кварките се препореджат в $\pi^+ p$ взаимодействие Δ^{++} и след

Кварково съвръжване	Кваркови просторни състояния
$\frac{1}{\sqrt{2}} u\bar{d}\rangle$	$\pi^+ (140)$
$\frac{1}{\sqrt{2}} d\bar{d} - u\bar{u}\rangle$	$\pi^0 (135)$
$\frac{1}{\sqrt{2}} d\bar{d} + u\bar{u}\rangle$	$\pi^- (140)$
	$\eta (549)$

Масите са дадени в скоби, закръглени до цели MeV/c². Възлюбватта фермиони η и ω е опростена. В действителност в нея има примес от π^0 . Времетраята на живот на пионите π са дадени в табл. 9.6. η има маса около 1,1 keV и различни načini на разпадане, както с най-голяма вероятност $\pi^+ \pi^- \pi^0$. ρ -Мезоните се разпадат на два пиона и първите им маси са около 770 MeV. Частичката ω се разпада на $\pi^0 \gamma$ или $\pi^+ \pi^- \pi^0$ и има първа ширина около 10 MeV.



Фиг. 10.6. Преразпределение на валентните кварки в процеса на резонанс чрез съставно междинно състояние

$$\pi^+ + p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+ + p,$$

или чрез съставящите ги кварки,
 $u\bar{d} + uud \rightarrow uud \rightarrow u\bar{u} + u\bar{u}d.$

Линиите, представящи обмяна на глюони, не са начертани.

Те за обмен на глюони не се чертаят дори когато глюонните съществуват за протичането на процеса. Причината е, че главно не да се избере и наричава някаква специална последователност обменни като преобладаващ механизъм. Обменът на глюони предизвиква анихилирането или раждането на $u\bar{u}$ или $d\bar{d}$ както е показано на фиг. 10.6. Физически това е естествено и израз в правилото за запазване „аромата“ на кварките, което да така: в силното взаимодействие разликата в броя на кварков брой на антикварките е запазваща се величина поотделно за кварков „аромат“. На фиг. 10.6 това правило е изпълнено. Раждането се, раждането на допълнителни двойки $q\bar{q}$, които се появяват зуваните в реакцията адрони, изисква допълнителна енергия.

По-нататък ще видим (раздел 12.4), че слабото взаимодействие запазва на кварковия „аромат“, но се подчинява на правилния брой на антикварките е запазваща се величина. Това означава ако реакцията започва с повече бариони, отколкото антибариони начално състояние, то тази разлика се запазва. Оттук следва правилото за запазване на барионното число: разликата в броя на барионите и броя на антибарионите е запазваща се величина във всички взаимодействия. Има теории обаче, които предсказват разлика не на протона на по-леки от него мезони. В такива процеси горните две правила трябва да се нарушават. Ако това се извършва в родата, то става с тяхно нарушение.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДЪЛМИ

Барион. Общо название за всички адрони, които са с нетри пъти маса, равна или по-голяма от тази на протона и имат спин, равна на полуцелост.

Антибарион. Общо название за адроните, които са с отрицателна барионност.

Запазване на кварковия аромат. Силното и електромагнитното взаимодействие запазват „аромата“. Това означава, че разликата в броя на кварките с даден аромат, а разликата в броя на антикварките със същия „аромат“ е запазвана в процеса.

Запазване на кварковото число. Разликата в броя на кварките и броя на антикварките от всякакви типове и брой на антикварките от всякакви типове се запазва във всички взаимодействия. Това правило се запазва във всички взаимодействия на протона и неговите компоненти, ако се наблюдава разпадане на протона.

Запазване на барионното число. Разликата в броя на барионите и броя на антибарионите се запазва във всички взаимодействия. Това следва от кварковия състав на барионите и антибарионите.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Числеността на бозоните не се променя. Фермионите и антифермионите и бозоните не се променят при взаимодействията.

Разглеждане на процесите на силното взаимодействие

В раздел 13.6 и 13.7.

Етап II

нищото взаимодействие, имат прости символи (Σ^+ , Λ , Σ^0 , Σ^- , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- и др.) Моделисти, обикновено се означават със символи, но в скоби, например $\Sigma(1385)$, което е различно от Σ нато, ϕ , K^+ и ρ по-горе би трябвало да са $\phi(1020)$, K^+ нато на K^0 -от дългоживущи частици.

Названиято K -мезон често се съкращава до K и времето на живота (вж. табл. 10.4), така че след разпада могат да се формират снопове за извършване на експеримент от протони в зависимост от импулса за разсейване на K^+ и K^0 е доста гладко, като има леко нарастване от малко до прата за раждане на пион ($707 \text{ MeV}/c$) и след това на K^+ и K^0 е достатъчно за K^- отразява формирането на състояния с различава едно до друго при големи импулси и започват нарастват с увеличаване импулса на падащия снап.

Като изходни състояния n и p , можем да получим нови състояния замениянето на един u или d с s . Това води до четири нови които са известни съответно като

$$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^- \text{ и } \Lambda.$$

Замениянето на два u или d с $2s$ дава

$$|uss\rangle \text{ и } |dss\rangle,$$

познати като

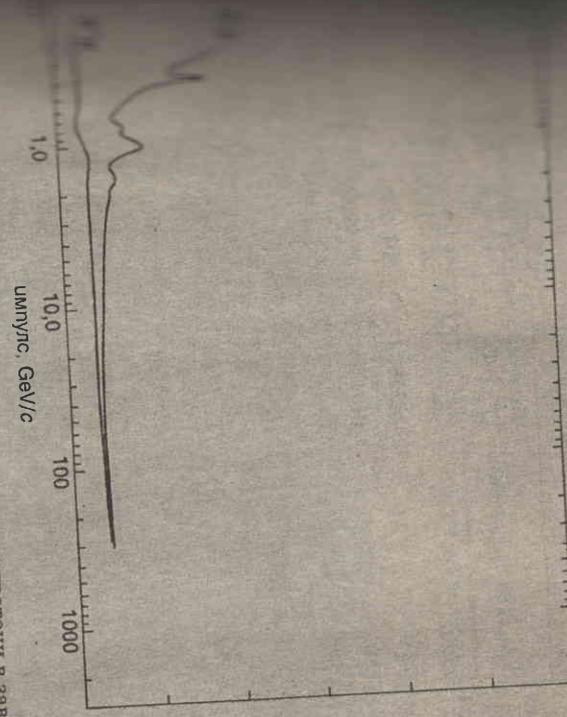
$$\Xi^0 \text{ и } \Xi^-.$$

При $j=1/2$ няма състояния с три s -кварка, точно както няма

Таблица 10.4. Мезони, които съдържат страници и леки кварки

Кварково съвръщение	Кваркови пространствено-спинови състояния	Страници
$ us\rangle$	$K^+(494)$	$K^{*+}(892)$
$ ds\rangle$	$K^0(498)$	$K^{*0}(892)$
$ us\rangle$	$K^-(494)$	$K^{*-}(892)$
$ ds\rangle$	$K^0(498)$	$K^{*0}(892)$
$ ss\rangle$	$\eta^-(958)$	$\phi(1020)$

Забележете, че η^0 не е чисто ss състояние, а съдържа примес от по-леките кварки. K^+ имат средно време на живот $1.2 \cdot 10^{-8}$ s и много канали на разпадане (вж. табл. 2.3). K^0 и \bar{K}^0 нямат определени времена на живот, защото се смесват един с друг поради слабо взаимодействие (вж. разсел 13.3). η^0 се разпада електрически неутрално $\eta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ или $\pi^0 \pi^0$ и има ширина около 51 MeV. ϕ се разпада на $K^+ K^-$ или $K^0 \bar{K}^0$ и има ширина около 0.2 MeV.



Всичко това е представено в табл. 10.5, където са дадени известни състояния за масите на изброените бариони. Включено е и представено в табл. 10.5, където са дадени известни състояния за масите на изброените бариони. Включено е и представено в табл. 10.5, където са дадени известни състояния за масите на изброените бариони.

Всичко пак се дължи на ограничениата, налагани от изискванията на пространствено-спиновата вълнова функция. Термините обаче отпадат за състоянието $3q, j^P=(3/2)^+$. Третьте четири състояния Δ (включително uus и ddd), може да се припише uus , uds и dds , известен като $\Sigma^+(1385)$, $\Sigma^0(1385)$ и $\Xi(1530)$. След това идва дублетът uss и dss , означаван $\Sigma(1385)$. След това идва дублетът uss и dss , означаван $\Sigma(1385)$ и $\Xi(1530)$. Най-накрая синглетът sss е известен $\Lambda(1530)$ и $\Xi(1530)$. Най-накрая синглетът sss е известен $\Lambda(1530)$ и $\Xi(1530)$.

Всичко това е представено в табл. 10.5, където са дадени известни състояния за масите на изброените бариони. Включено е и представено в табл. 10.5, където са дадени известни състояния за масите на изброените бариони.

Всичко пак се дължи на ограничениата, налагани от изискванията на пространствено-спиновата вълнова функция. Термините обаче отпадат за състоянието $3q, j^P=(3/2)^+$. Третьте четири състояния Δ (включително uus и ddd), може да се припише uus , uds и dds , известен като $\Sigma^+(1385)$, $\Sigma^0(1385)$ и $\Xi(1530)$. След това идва дублетът uss и dss , означаван $\Sigma(1385)$. След това идва дублетът uss и dss , означаван $\Sigma(1385)$ и $\Xi(1530)$. Най-накрая синглетът sss е известен $\Lambda(1530)$ и $\Xi(1530)$.

Всичко това е представено в табл. 10.5, където са дадени известни състояния за масите на изброените бариони. Включено е и представено в табл. 10.5, където са дадени известни състояния за масите на изброените бариони.

Всичко пак се дължи на ограничениата, налагани от изискванията на пространствено-спиновата вълнова функция. Термините обаче отпадат за състоянието $3q, j^P=(3/2)^+$. Третьте четири състояния Δ (включително uus и ddd), може да се припише uus , uds и dds , известен като $\Sigma^+(1385)$, $\Sigma^0(1385)$ и $\Xi(1530)$. След това идва дублетът uss и dss , означаван $\Sigma(1385)$. След това идва дублетът uss и dss , означаван $\Sigma(1385)$ и $\Xi(1530)$. Най-накрая синглетът sss е известен $\Lambda(1530)$ и $\Xi(1530)$.

Таблица 10.5. Барioni, които свържат страни и леки кварки.

Кварково свързване	Гълен спин на състоянието $J^P = (1/2)^+$	$J^P = (3/2)^+$	Спин
$ uu\rangle$	---	$\Delta^{++}(1230)$	3/2
$ uud\rangle$	$p(938)$	$\Delta^+(1231)$	3/2
$ udd\rangle$	$n(940)$	$\Delta^0(1232)$	3/2
$ ddd\rangle$	---	$\Delta^-(1234)$	3/2
$\frac{1}{\sqrt{2}} ud-du\rangle s^1$	$\Lambda(1116)$	---	1/2
$ uus\rangle$	$\Sigma^+(1189)$	$\Sigma^+(1383)$	1/2
$\frac{1}{\sqrt{2}} ud+du\rangle s^1$	$\Sigma^0(1192)$	$\Sigma^0(1384)$	1/2
$ dds\rangle$	$\Sigma^-(1197)$	$\Sigma^-(1387)$	1/2
$ uss\rangle$	$\Xi^0(1315)$	$\Xi^0(1532)$	1/2
$ dss\rangle$	$\Xi^-(1321)$	$\Xi^-(1535)$	1/2
$ sss\rangle$	---	$\Omega^-(1672)$	3/2

*Кварковата бързина функция е записана по този начин, за да могат да се различат Λ и Σ на пример, че фактически спин-ароматичите "бързи" функции за тези два състояния свързват един и същи кварки и пълният спин е един и същ.

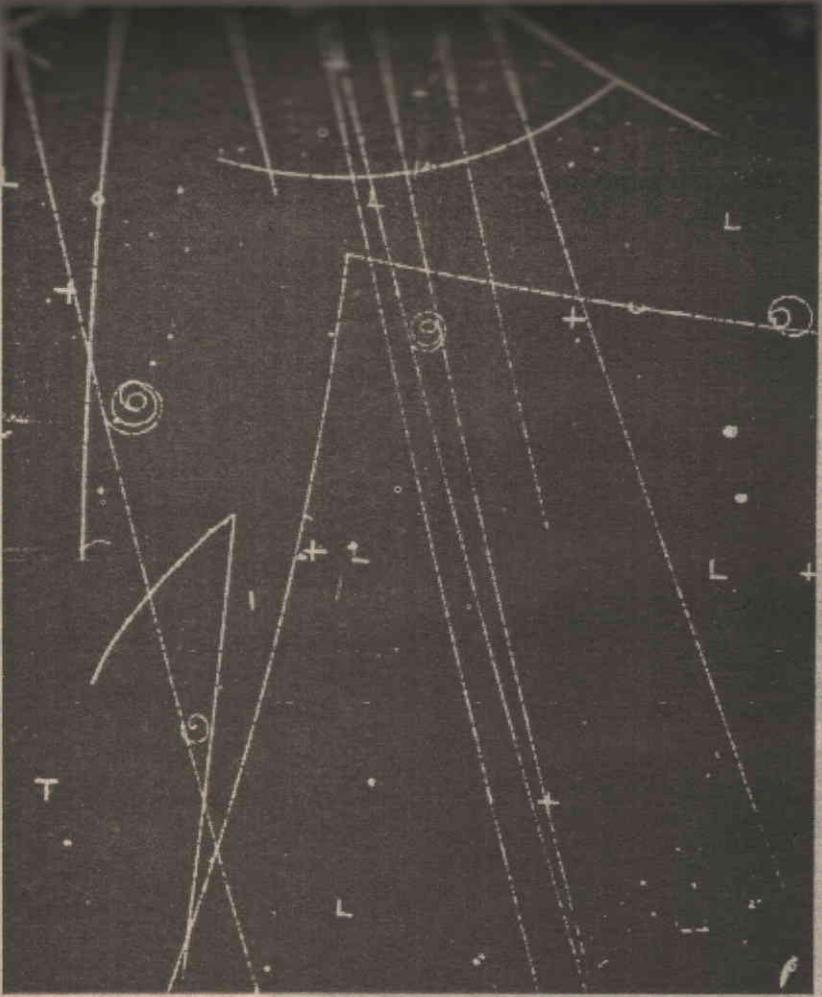
Забележете, че в гаден мултиплет с определен спин (един от $M, \Delta, \Sigma, \Xi, \Omega$ и др. 10.11), чийто членове се различават само по заместването на u -с d -кварк, те имат с по няколко MeV/c^2 при всяко заместване $u \rightarrow d$. Това се дължи на приноса от кулоновото взаимодействие в масата на адрона и на факта, че се оказва с няколко MeV/c^2 по-тежък от d -кварка.

Правовъзникните отгелат дългоживущите частици, които се различават от на слабо взаимодействие ($\Lambda, \Sigma(1116), \Sigma(1189), \dots$), от късоживущите се разпадат по действие на силното взаимодействие ($\Delta, \Sigma(1383), \dots$) и разпада електромагнитно на Δ, Σ , а протонът е стабилен.

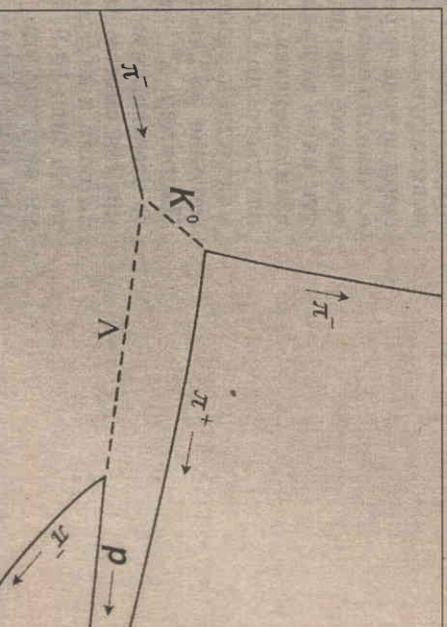
Коментирахме в предишния раздел, е в сила и за страни увеличаването на J от $(1/2)^+$ до $(3/2)^+$ при един и същи кварков увеличаване масата. Заманата на u -с d -кварк също увеличава няколко MeV/c^2 . В този случай изменението на масата се дължи на по-голямата маса на d -кварка, така и на изменението на енергия на взаимодействието (аналогично на кулоновия спин-спиричинната формула за масата на атомните ядра, вж. раздел 10.7).

Върху баринните състояния от табл. 10.5 се формират пиричината формула за масата на атомните ядра, вж. раздел 10.7. Пикът при $395 \text{ MeV}/c$ например се дължи на резонанс $K^- + p \rightarrow \Lambda(1520) \rightarrow$ няколко канала

Проекцията реакция е $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$,
 оцветените кварки $\bar{u}d + uud \rightarrow d\bar{s} + uds$.
 аниhilацията или анихилира, а се ражда по-тежката



Проекцията на взаимодействието на π^- с протон в мехурчестата камера в течен водород. Реакцията е $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$, аниhilацията $\bar{u}d + uud \rightarrow d\bar{s} + uds$.



10.3. Две от следните няколко реакции не могат да протекат изобщо, а станe под действие на силното взаимодействие. Намерете четирите причините за това.

- $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$
- $\pi^+ + p \rightarrow K^+ + \Sigma^+$
- $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^0 + \pi^-$
- $\pi^- + p \rightarrow K^- + \Sigma^+$
- $\bar{K}^0 + p \rightarrow K^- + p + \pi^+$
- $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^+ + \pi^+ + \pi^+$
- $\pi^+ + p \rightarrow K^0 + \Sigma^0 + \pi^+ + K^+ + K^0$
- $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + n + \pi^-$
- $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \Sigma^- + K^0 + \bar{p} + \Sigma^- + n$
- $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + \Sigma^0 + p$

Знакът $\bar{\Sigma}$ означава античастицата на Σ , а според възприетото определение Σ^+ има заряд $+1$ и е античастица на Σ^- .

10.4. При класификация на частиците се използват термините фермион. Обяснете значението им, като дадете примери за уносите, тех могат да се приложат спрямо кварките?

Най-ниските по маса (неотранни) барционни състояния са:

	Електричен заряд		
Нуклеони	Δ^-	Δ^0	Δ^+
Δ -Барциони	Δ^-	Δ^0	Δ^+

- Кои са съставляващите кварки за всяко от тях?
- Смятайки, че кварките са в състояние с нулев орбитален ъгъл моментно им движение, какъв фундаментален проблем се появява, когато имаме $j = (3/2)$ и как се решава той?
- Как може да обясните появянето на възбуждени състояния на големите спойности на j ?
- Каква приблизителна последователност на четностите на нивата се очаква във всеки прост модел?

Δ^0 и Δ (спинност -1) се разпадат и двете на протон и π^- мезон. Средното време на живот на Δ^0 е $\sim 10^{-23}$ s, докато това на Δ е $\sim 10^{-23}$ s. (Адаптирана от изпита по физика през 1984 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет)

10.5. Опишете експерименталните доказателства за кварковият ронилте.

В един прост кварков модел най-леките адрони се разглеждат като състояния на u, d и s -кварки и антикварки. Определете състоянията K^+ ($S=+1$), K^0 ($S=1$) и барционите n, p и Δ в този модел.

Посочете заедно с причините за това, кои от следните реакции могат да протекат под действие на силното взаимодействие:

- $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$
- $K^0 + n \rightarrow \Lambda + \pi^0$
- $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$
- $K^0 + p \rightarrow K^+ + n$

В адроничния кварков модел се приема, че дълготрайните високоенергийни адрони е сумата от сечението за взаимодействие на кварките. Като предположим различни сечения за различните кваркови двойки (qq) и смятайки, че $\sigma(qq) = \sigma(q\bar{q})$, използвайте това предположение, че равенството

$$\sigma(\bar{K}^0 p) = 20.10^{-3} b,$$

$$\sigma(\pi^+ p) = 24.10^{-3} b,$$

$$\sigma(pp) = 39.10^{-3} b,$$

е валидно, тогава определете сечението за взаимодействие на Σ^- -хиперона (кварков състав dss) с протон.

през 1966 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет

10.6. В кварковия модел, направенето описание на кварковите мезони и на грубите мезони с $J^P=0^-$. Които могат да се конструират от кварки и антикварки. Как се построят мезоните с $J^P=1^-$ и 1^+ мезоните? Каква симетрия имат първите възбуждени състояния на 0^- и 1^- мезоните?

през 1985 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет

10.7. Зашо ρ^0 не може да се разпадне на $\pi^+ \pi^-$? Какъв очаквате да бъде разпадането и приблизителното време на живот на ρ^0 ? Опишете как се образува ρ^0 и посочете как би могло да бъде измерено времето на живот.

през 1985 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет

10.8. Зарядовата симетрия, G — зарядовата независимост, изотопната симетрия и мултипликети са примери от спонтанно нарушаване на леките ядра.

10.9. Средните времена на живот на π^+ -неутрон, $\sigma(\pi^+ n)$ и π^+ -протон са $\tau_{\pi^+} = 2.6 \cdot 10^{-8}$ s, $\sigma(K^+ p) = 55$ mb, $\sigma(K^+ n) = 22$ mb и $\sigma(K^+ p) = 55$ mb.

10.10. Средното време на живот на π^+ -мезон е $2.6 \cdot 10^{-8}$ s, докато това на ρ^+ -мезон е $0.8 \cdot 10^{-16}$ s. Какво е разпадането и времето на живот на ρ^+ -мезон? Какво очаквате да бъде разпадането на ρ^+ -мезон и по какъв начин мезоните ρ^+ и ρ^0 се различават? Какво очаквате да бъде разпадането на ρ^+ -мезон и по какъв начин мезоните ρ^+ и ρ^0 се различават? Какво очаквате да бъде разпадането на ρ^+ -мезон и по какъв начин мезоните ρ^+ и ρ^0 се различават?

през 1985 г. за студентите от Природонаучния факултет, Оксфордски университет

10.11. Етап III. Тежки кварки

10.11.1. Етап III. Тежки кварки

10.11.2. Етап III. Тежки кварки

10.11.3. Етап III. Тежки кварки

10.11.4. Етап III. Тежки кварки

ИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ
Обаче. Кварков аромат. Очарован кварк има заряд $+2/3$ и маса $1,65 \text{ GeV}/c^2$.
Обаче. Кварков аромат. Понякога го имат дънен. Красивият кварк има $-1/3$ и маса около $4,5 \text{ GeV}/c^2$.
Обаче. Кварков аромат. Понякога го имат върхов. Върховият кварк има $+2/3$ и маса около $170 \text{ GeV}/c^2$.

нето на тази книга пряко експериментално доказано все още липсва, въпреки че названието „истински“ (или ски или „върхов“, $\text{top} - \text{вр}^{\text{х}}$, символ t) е отгледено. Свойствата на шестте кварка са дадени в табл. 10.6, техните маси. Тъй като кварки в свободно състояние не давани, стойностите на последните са извлечени от сите на съдържанието ги адрони и при определени модела ложения за силите между тях, направени въз основа на глюонното поле. Големите маси на кварките следва трудният само на u - и d -кварки в сблъскащите се адрони, ходимо да имаме достатъчно енергия за образуването двойка от типа $c\bar{c}$, $b\bar{b}$, или $t\bar{t}$, а не на отделен тежки имаме в крайна сметка адрони с тяхно участие. Дори високите достижими сега енергии вероятността за това е Допълнително затруднение създава и фактът, че съдържани кварки адрони се разпадат много бързо на някои адрона, които е трудно да бъдат идентифицирани с частици (главно пиони), образуващи се при високоскоростен адронни стълкновения. Един от методите за разпознаване на тежки кварки е описан в раздел 10.6. Дори и да оставим настрана t -кварка, чието съществуване още не е доказано опитно, добавянето само на c - и b -кварки вече известните три аромата открива нови клонове на спектроскопия. Появяват се многобройни нови възможности от кварки, които дори и не са толкова интересни специални състояния, чрез които можем да научим за природата на кварките и силите между тях, стига ния да се образуват и изследват лесно. Във всяко едно адрони очакваме да има възбудени състояния, и трябва стабилно спрямо силните и електромагнитните взаимодействия следователно дългоживущо основно състояние. Например комбинациите $c\bar{d}$, $\bar{c}d$, $c\bar{u}$, $\bar{c}u$ в състояние 1S_0 са наблюдавани, изучени и наречени D -мезони:

$$D^+, D^-, D^0, \bar{D}^0.$$

Заредените D -мезони имат маса $1869 \text{ MeV}/c^2$, а неутралните MeV/c^2 . Те се разпадат под действие на слабото взаимодействие.

Таблица 10.6. Кварки

Название	Символ	Заряд	Маса, MeV/c^2 *	Ароматни комбинации
Горен	u	$+2/3$	330	Изотопични сплин $t-\bar{t}$
Долен	d	$-1/3$	333	
Странен	s	$-1/3$	486	очаровани
Очарован	c	$+2/3$	1650	
Красив	b	$-1/3$	4500	Красота
Истински**	t	$+2/3$	$\sim 164\ 000$	

* Стойностите на масите са извлечени от анализа на адронните маси и не са пряко измерени.

** Предсказан, очаква се експерименталното потвърждение (Вж. бел. пред. 10.11). Освен u - и d -кварките всички останали имат изотопичен сплин, раздел 10.11 за значението на изотопичния сплин.

... живот около 10^{-12} s, съответно $4 \cdot 10^{-13}$ s. Бременни за слабо взаимодействие, но трябва да се имат предвид достъпна кинетична енергия за разпада. Следователно големия достъпен за тях фазов обем. ... на разпаданията им с промяна на очарованието.

$c \rightarrow s$ (или $\bar{c} \rightarrow \bar{s}$)
 По-често, отколкото преходът

$c \rightarrow d$ (или $\bar{c} \rightarrow \bar{d}$).
 и разпаданията на очарованите мезони и разпадането

$$D^+ \rightarrow K^+ + \pi^+ + \pi^+$$

...роитно от

$$D^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^+.$$

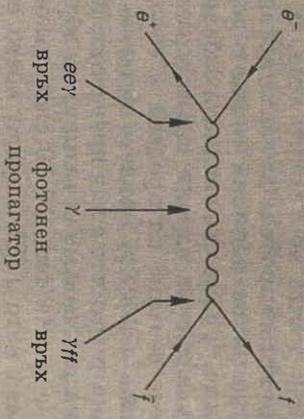
... която обяснява този резултат, е описана в пример за дългоживущи състояния са мезоните които $J^P = 0^-$. Интересна особеност тук е, че тези състояния (3S_1 , $J^P = 1^-, D_s(2113)$) е само със състояние D . Разпадане до основното състояние с пион е невъзможно поради закона за запазване на неутрален пион е силно потиснато изражение и практически единствено възможно да се извърши електромагнитно с излъчване на γ кванта на пион да не беше затруднено енергетично излъчване на изотопичния спин в силните взаимодействия такава образуване в случая. Все пак пион би трябвало да преходят би бил пак електромагнитен с фотон между кварките, така че пълният изотопичен спин. Вж. зад. 10.12.)

... пион на адронната спектроскопия е този с неутрални мезони, които срещаме в табл. 10.4, включваха $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$. Там отбелязахме, че те са квантовомеханично, поради което например делен примес от $s\bar{s}$ към $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$. Степента на примес е една на очакваната, ако масите на кварките са еднакви и ако имаха едно и също взаимодействие (табл. 10.4) би трябвало да имаме). ϕ -Мезонът (табл. 10.4) би трябвало да е чиста комбинация от $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$.

$$\frac{1}{\sqrt{3}} |u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle,$$

... почти чисто състояние $|s\bar{s}\rangle$.

... може да се проявява още по-силно при системите ... ще покажем как се раждат някои от сломените мезони, а в по-следващия ще обсъдим по-подробно системите



10.10. Фейнманова диаграма за анихилация на високоенергетични електрон и позитрон във фермион и антифермион

$$e^+ + e^- \rightarrow f + \bar{f}.$$

Амплитудата на прехода представлява произведение от амплитудите. Те са

$$\begin{array}{ccc}
 \text{върх } e^+e^- & \text{фотонен пропагатор} & \text{върх } \gamma f\bar{f} \\
 -\sqrt{\alpha} & 1/W & Q_f \sqrt{\alpha}
 \end{array}$$

Но α е константата на финалната структура, Q_f е зарядът на f в единици електричен заряд, а W е пълната енергия в системата център на масата.

Пълната амплитуда е пропорционална на произведението им $\frac{-Q_f \alpha}{W}$.

Пълното сечение σ е пропорционално на $\frac{Q_f^2 \alpha^2}{W^2}$.

Квадратът на амплитудата е $\frac{4\pi}{3} (hc)^2 C$, където C е цветовият множител, а hc е изпълнено

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi}{3} (hc)^2 \frac{\alpha^2}{W^2}, \quad (Q_f = -1, C = 1)$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow u\bar{u}) = \frac{16\pi}{9} (hc)^2 \frac{\alpha^2}{W^2}, \quad \left(Q_f = +\frac{2}{3}, C = 3 \right),$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{всички } q\bar{q}) = 4\pi (hc)^2 \frac{\alpha^2}{W^2} \sum_q Q_q^2, \quad (C = 3).$$

В двойка $q\bar{q}$, вероятността за образуването на (каквото и да са) адрони раждането на кварковата двойка се приема за единица. Тогава

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адрони})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_q Q_q^2.$$

Може да се сече, че сечението са мащабно инвариантни (не зависят от фиксиран маса), в случай от масата на началните лептони) и формулите са в сила при $W \gg 2m_f c^2$.

Пълната значителна енергия да се окаже концентрирана в едно малко стълбче е много малка. Оттук и вероятността за раждане на тежка кваркова двойка е незначителна. Ето защо анихилацията на e^+e^- при високи енергии (а не протон-протонните стълбчовестостта засяга най-предпочитаният метод за образуване на кваркови адрони).

Трябва да отбележим, че анихилацията e^+e^- (освен при специални обстоятелства) води до образуване на няколко и дори много адрони, а не само един или два, съдържащи генерираният протон q и \bar{q} . Следователно при енергии, доста по-големи от

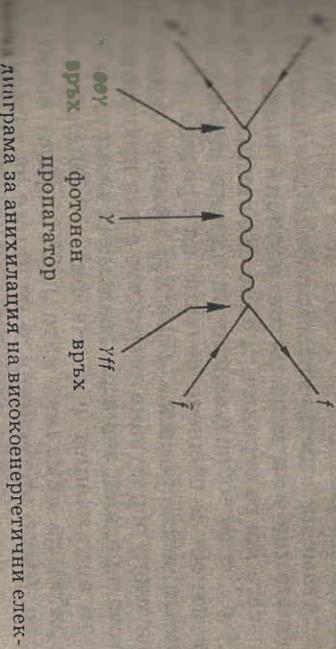
В момента работят няколко ускорители с електрон-позитронни снопове, в най-мощния от които енергията на снопа достига 50 GeV (и повече в близко бъдеще). В процесите, които се наблюдават в тези ускорители, електроните и позитроните се сблъскват и образуват кварк-антикваркни двойки. Най-малко на две места в снопа се наблюдава преминаване на кварки, където позитроните и електроните взаимодействат. (Съществува и схема на взаимодействие, в която не се използват натрупващи пръстени, а срезните частици стават по друг начин.) Какви процеси могат да бъдат наблюдавани в тези ускорители?

1. Еластично e^+e^- -разсейване (разсейване на Баб)
2. Нееластично e^+e^- -разсейване, при което два виртуални фотона взаимодействат и образуват кварк-антикваркни двойки.
3. Анихилация на e^+ и e^- в два или три реални фотона.
4. Анихилация на e^+ и e^- във виртуален фотон с последващо превръщане в двойка заредени левтон и антилевтон или антикварк.

Всеки от тези процеси може да се съпровожда с образуването на кварк-антикваркни двойки. Например, при еластично разсейване на e^+e^- двойка кварк-антикваркни двойки се образуват в резултат на сблъскването на виртуални фотони. Тези виртуални фотони могат да бъдат превърнати в двойка заредени левтон и антилевтон или антикварк. Този процес води до адронно краен резултат. Ако e^+ и e^- имат еднаква енергия E , тогава енергията на двойка кварк-антикваркни двойки е $2E$. Превръщането на виртуален фотон в двойка кварк-антикваркни двойки е възможно само ако енергията на виртуалния фотон е достатъчно висока, за да се образуват кварк-антикваркни двойки. Това означава, че енергията на виртуалния фотон трябва да е по-голяма от сумата от масите на кварка и антикварка. Това означава, че енергията на виртуалния фотон трябва да е по-голяма от $2m_c$, където m_c е масата на c кварка.

Енергията при анихилацията на e^+ и e^- се концептуално разделя на две части: енергията, която се превръща в кварк-антикваркни двойки, и енергията, която се превръща в други отклонения. Енергията, която се превръща в кварк-антикваркни двойки, е пропорционална на енергията на снопа. Енергията, която се превръща в други отклонения, е пропорционална на енергията на снопа, но с по-малък коефициент.

Енергията при анихилацията на e^+ и e^- се концептуално разделя на две части: енергията, която се превръща в кварк-антикваркни двойки, и енергията, която се превръща в други отклонения. Енергията, която се превръща в кварк-антикваркни двойки, е пропорционална на енергията на снопа. Енергията, която се превръща в други отклонения, е пропорционална на енергията на снопа, но с по-малък коефициент.



Диаграма за анихилация на високоенергийни електрон-позитронни двойки на прехода $e^+e^- \rightarrow f + \bar{f}$. Фотонният връх е пропорционален на $1/W$, където W е енергията на финалната структура, а f и \bar{f} са кварк и антикварк.

212
Адрон и кварк-глюонен модел

Във всички случаи, когато се наблюдава преминаване на кварки, енергията на снопа трябва да е достатъчно висока, за да се образуват кварк-антикваркни двойки. Това означава, че енергията на снопа трябва да е по-голяма от сумата от масите на кварка и антикварка. Това означава, че енергията на снопа трябва да е по-голяма от $2m_c$, където m_c е масата на c кварка.

Фиг. 10.10
(10.2)

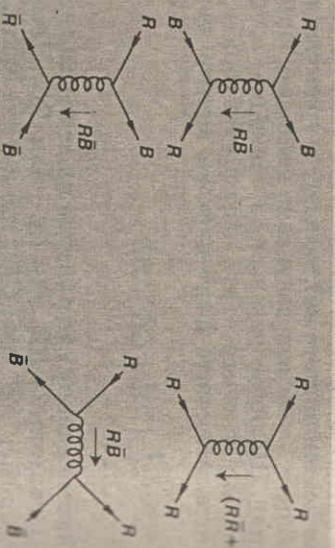
Цветовете на кварките са червен, син и зелен. Цветовете на антикварките са античервен, антисин и антизелен. Цветовете на глюоните са комбинации от тези цветове. Цветовете на кварките са червен, син и зелен. Цветовете на антикварките са античервен, антисин и антизелен. Цветовете на глюоните са комбинации от тези цветове.

са два кварка. Това решава един друг проблем, който вахме — проблема за състоянията от барнионния тип Ω^- . Те имат ароматен състав съответно sss и отговарят на парадокса (за да се получи $j=3/2$) и отговарят на мина на кои да са два кварка. Това обаче нарушава Паули за система от идентични фермиони. Включването на цвetoва част във вълновата функция я прави антисиметрична както се изисква от принципа на Паули. Фактически ризионни пространствено-спиново-ароматни вълнови функции и трябва да бъдат направени напълно симетрични чрез присъединяването на тази синглетна цвetoва функция.

На глюоните също се приписва цвят, но по друг начин. Вектори на състоянието имат смесени членове. Съществено различие в начина за комбиниране на един цвят и един антицвет. Една от комбинациите е представена с уравнение (10.11) на цвetoви синглет. Останалите осем не са синглетни безцветни, но въпреки това те принадлежат на октетна група. Следователно очакваме да има осем цвetoви вектори, резултатите се излагат в табл. 10.7. На фиг. 10.12 е показано как глюони води до обмен на цвят между взаимодействащите. Цвятът се запазва на всеки етап от взаимодействието.

Табл. 10.7. Цвetoви глюони

$$|RG\rangle, |RB\rangle, |GR\rangle, |GB\rangle, |BR\rangle, |BG\rangle, \frac{1}{\sqrt{2}}|R\bar{R} - G\bar{G}\rangle, \frac{1}{\sqrt{6}}|R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}\rangle$$



Фиг. 10.12. Примери за обмен на глюон между два кварка в адронизацията. В някои от случаите това води до обмен на цвят. Безцветният на пръв поглед обмен $R\bar{R} + G\bar{G} - 2B\bar{B}$ все пак е обмен на глюонът с такъв вектор на състоянието не е цвetoви синглетни, но ефектът е нулев...

си остава загадка. Читателите трябва да са забележили при прилагането на теорията на групата $SU(3)$ важно за кварките и глюоните — симетрията, изградена е еквивалентно на твърдението, че всички глюони са еднакви кварки с всички глюони и на глюоните сами (фиг. 10.16). Незаделна част от този успех е хармоничната цвetoва симетрия и калибровъчните теории в квантова механика, която свързва органично всички тези идеи (10.13.4). Смята се, че именно тази е правилната теория на силните взаимодействия на кварките и глюоните. Това убеждение теорията изпитва силни затруднения при изследването на адрони, виждаме, че схващането за предсказаниите освен в няколко отделни случая.

при анихиляцията e^+e^- и кварконий

10.6 обещахме да се върнем към разглеждане на резултатите се наблюдават в стойността на отношението R в адроните. Дори преди наблюдаването на тази резонансна структура. Анихиляцията на e^+e^- в еднофотонно междинно състояние $q\bar{q}$ или $\mu^+\mu^-$ има определени свойства. Има спин 1 (светлината може да се поляризира), а $q\bar{q}$ в процес, който се извършва в дадена пространствено-времетрайна точка, по който двойката e^+e^- може да предаде енергията си, чрез анихиляция в състояние 3S_1 . Тъй като фотоните, изглежда, са точкови, както и електроните, те имат спин 1. Но вече познаваме няколко адрона, които са в състояние 3S_1 . Това са неутралните векторни мезони ρ^0 , ω и ϕ . Това са неутралните векторни мезони при анихиляцията e^+e^- , когато пълната енергия в центъра на масите на съответния векторен мезон, всеки от тях е свързано състояние (резонанс). Тези мезони се наблюдават в адрони, следователно отношението R ще проявява резонансни пикове. Пиковете на фиг. 10.11 са означени със симетрични векторен мезон.

Изследванията на e^+e^- са построени с няколко цели, които се изследват именно векторни мезони с по-големи маси. Тези машини са златна мина за физични резултати, които са резултатите мечти на създавателите си.

През 1974 г., когато на електрон-позитронния ускорител SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, Станфорд) започнаха да работят, се наблюдават пикове в R , означени с ρ^0 , ω , ϕ .

Ториа) открива състоянието ψ , образувано при взаимомоду-
 тони с енергия 30 GeV с леки ядра. Те наричат това състо-
 яние ψ .
 Първата трудност при интерпретацията на тези резултати
 ако това са векторни мезони и въобще адрони, защото
 тогава тежи са от порядъка на 10^{-20} s, около 100 пъти по-малко
 от времето за разпадане на адрони в адронни крайни съ-
 стояния много възможности за обяснение, но в край-
 се налага интерпретацията, че това са състояния 1^3S_0
 където главното квантово число $n=1, 2$ има същия смисъл
 в случая на S -състоянията на водородния атом.

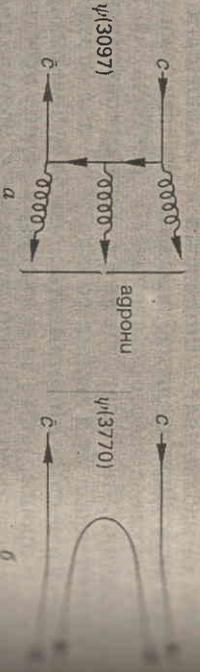
Третото състояние обаче ψ' с маса 3770 MeV/c² е
 около 25 MeV, много по-голяма в сравнение с 63 и 21 MeV
 ψ' съответно. Както сега вече е известно, разкото време
 дължи на факта, че масата на тази частица е над 3
 3739 MeV) за разпадане на D и \bar{D} :

$$\psi'' \rightarrow D^0 + \bar{D}^0 \text{ или } D^+ + D^-$$

А записано чрез съставлящите кварки, то е

$$c\bar{s} \rightarrow c\bar{u} + c\bar{u} \text{ или } c\bar{d} + c\bar{d}.$$

Величините ψ (3097) и ψ' (3685) са под тези правове
 разпадат само на адрони, които не съдържат с или
 Най-простият разрешен от цветовете симетрии мезон-
 кива разпадания е чрез вътрешна анихилация на $c\bar{c}$ и
 състояние с три глюона, както е показано на фиг. 10.13
 процес е с много по-малка вероятност в сравнение с
 $\psi'' \rightarrow D\bar{D}$, показан на фиг. 10.13 б, което е и причината
 телно големите времена на живот на тези състояния
 предвиджано при планиране на изследванията, но е
 бързо след експерименталното му установяване.

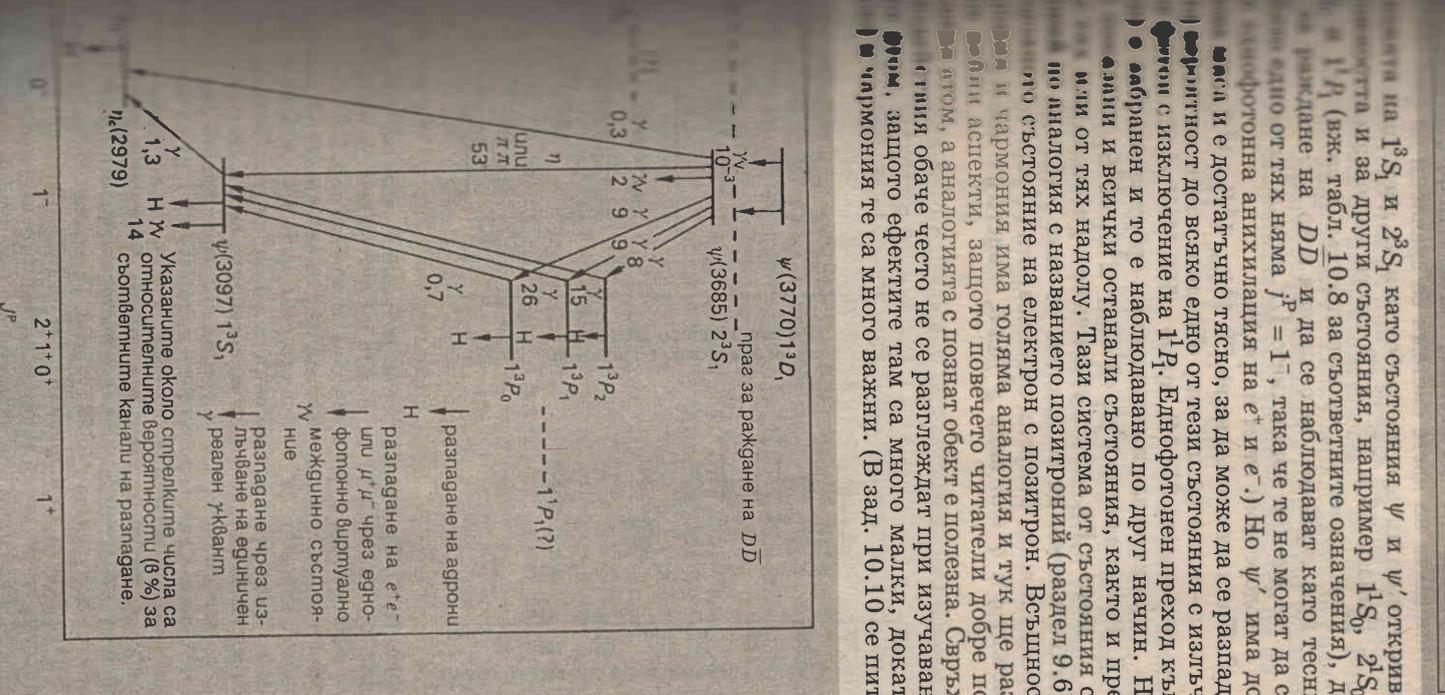


Фиг. 10.13. Кваarkова диаграма за разпадането на ψ (3097) (а) и ψ' (3770) (б).

преминаването през междинно състояние с три глюона, за да се
 не на синглетното състояние по цвет, както и на другите кварк
 кварките могат да се обединяват в адрони и т. н. Какъвто и да е
 фрагментация и обединяване, в крайна сметка всичко се
 безцветни адрони. Необходимостта да имаме най-малко три
 връзка, в които да става предаване на голем импулс (като
 превръщат в безмасови глюони), намалява силно скоростта
 ψ (3097) има много малка широчина в сравнение с по-тежките
 ни ρ, ω и ϕ . Кваarkова диаграма за разпадането на ψ (3770)
 състояние е с маса малко над прага (3739 MeV) за такава разпад
 лагия не е неосходима. Обмелят на глюони не е показан на диаграм
 от с (или с) трябва да се излъчи поне един глюон и да се превръщ
 Предаването енергия обаче е малка в сравнение със случаи а, в, г,
 глюонното свързване е много по-силно и прекождат не е забравя

Описаното положение разкрива едно ново свойство на състоя-
 ките с глюоните, за което досега не сме споменавали

на ψ и ψ' открива
 и за други състояния, например $1^3S_0, 2^1S_0,$
 1^1P_1 (вж. табл. 10.8 за съответните означения), да
 на раждане на $D\bar{D}$ и да се наблюдават като тесни
 от тях няма $J^P = 1^-$, така че те не могат да се
 анихилация на e^+e^- . Но ψ' има до-
 достатъчно тесно, за да може да се разпада
 до всяко едно от тези състояния с излъч-
 на 1^1P_1 . Еднофотонен преход към
 и то е наблюдавано по друг начин. На
 всички останали състояния, както и пре-
 Тази система от състояния се
 названието позитроний (вадел 9.6),
 с позитрон. Възщност
 има голяма аналогия и гук ще раз-
 защото повечето чиятагеди добре по-
 позитроний, а аналогията с позитроний е
 позитроний обаче често не се разглеждат при изучаване
 там са много малки, докато
 те са много важни. (В зад. 10.10 се пита



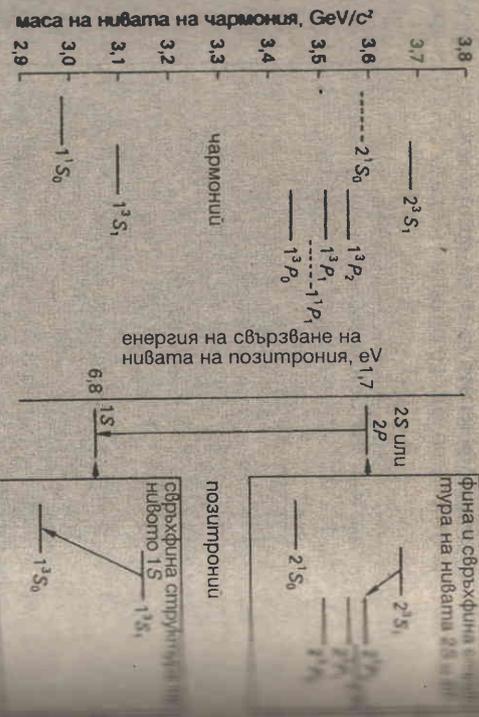
Фиг. 10.14. Енергетичните нива на чармоний под 3,8 GeV/c².

зани са по-главните или важ-
 наги на разпадане, без да п-
 дираме ни най-малко за из-
 телност. Прекъснатите лин-
 казват очакваните места на
 наблюдавани досега състояния
 то и прага за образуване на

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДАННИ
 Векторен мезон. Общо название
 ронч със спин и четност 1-
 Чармоний. Така се нарича свърз-
 състояние на очаробан кварк с
 ван антикварк. Символ: ψ .

инио свързването се разцепяване на основното състояние на нива е около 150 пъти по-голямо от това на водородния (Ps) и чармоний (Ch) са свързани състояния на два фотона с $1/2$, така че класификацията на състоянията по ъглов момент и при това като тези, които вече свързахме да спектроскопията на мезоните (свързани $q\bar{q}$ -състояния) да състоянията на двете системи са сравнени на фиг. 10.11.

1. Нивата $2S$ и $1P$ на Ch почти не са изродени, но това означава, че потенциалът в системата $q\bar{q}$ при чармоний не се изменя като $1/r$, тъй като е различен от потенциалния $1/r$ води до споменатото водородния атом и при Ps.
2. Триплетните нива на Ch $1^3P_0, 1^3P_1, 1^3P_2$ са отчасти по-силно разцепени, отколкото тези на Ps (в състояние $2S-1S$, което е 589 MeV за Ch и 5.1 eV за Ps) — указание за силата на спин-орбиталното взаимодействие.
3. Разцепяването $1^3S_1-1^1S_0$ и $2^3S_1-2^3S_0$ в Ch е по-голямо от това в Ps, пак в сравнение с разстоянието между нивата. Какво можем да се извлече от тези наблюдения? Можем да предположим, въпреки отбелязаната по-горе точка 1, че между q и \bar{q} е от вида $g^2/4\pi r$, където g е константата на



Фиг. 10.15. Сравняване на енергичните нива на чармоний (Ch) и позитроний (Ps). Забележете, че финото и свързването разцепяване са много малки в сравнение с разстоянието от 5.1 eV между 2^3S_1 и 2^1S_0 . Използваме атомното означение $2P$ за най-ниското P -състояние и ядреното $1P$ за същото състояние на чармоний. Досега състоянията на чармоний са дадени с прекръсната линия са изчислени с използване на потенциал $q\bar{q}$, подобен на (10.11) — нивата нама смянените за големината на свързването различията електродинамиката, на която имаме силно доверие. Много други области (вж. раздел 9.6). Експериментално се преходът $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$, за чиято честота изчислената стойност е 8628 ± 3 MHz. Прекрасното съвпадение на двете енергични схеми е, че ефектите на фино и грубо разцепяване са много по-силни при чармоний от тези при позитроний.

$$E_n = -\frac{1}{4n^2} \alpha_s^2 m_c^2 c^2,$$

квантово число, а m_c е масата на електрона. Резултатите от нерелативистичната теория на Бор дават секунди работа с калкулатора дават за разлика от 0.1 eV. Струиците пресмятания в КЕД дават следния резултат за разцепяване на основното състояние на Ps:

$$1^1S_1 - 1^1S_0 = m_c c^2 \left(\frac{7}{12} \alpha_s^4 + O(\alpha_s^6) \right).$$

$4.5 \cdot 10^{-4}$ eV, което съвпада с експерименталния порядък отношение на големината на разцепяване е $28\alpha_s^2/9 = 1.66 \cdot 10^{-4}$. Да предположим, че разцепяването на съответните енергии за чармоний е

$$\frac{116}{389} = \frac{28}{9} \alpha_s^2.$$

константата получаваме $\alpha_s = 0.25$. В действителност получава $\alpha_s \approx 0.2$. От тези разсъждения? Ако потенциалът $q\bar{q}$ е подобен на потенциалния на спин-орбиталното и спин-орбиталните са както в позитроний, то кварк-кварк-кварк около 25 пъти по-силен от кулоновия и това дава много изразените фина и свързана структура на чармоний.

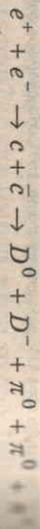
Като тези доста екстравагантни изчисления? Като квароните са безмасови и кварк-кварковият потенциал се изменя като $1/r$, а също би трябвало да бъде магнетични на електромагнитния случай спин-орбитални и сили. Всичко това е така, но глюонното поле, което електромагнитното не притежава — фотоните — е един с друг, докато между глюоните действат силите самопривличане на глюонното поле го свива ввица по такъв начин q и \bar{q} , че силата между тях е силна с увеличаване на разстоянието между тях, и независима от дължината на „тръбата“. Свързването се стреми асимптотично към нула от отрицателни при малки r , както кулоновият потенциал намалява да расте линейно с увеличаване на r . Кварките. Така опростено се мотивират аргументите на следния потенциал за колличествени оценки на чармоний:

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s \hbar c}{3r} + Kr. \quad (10.3)$$

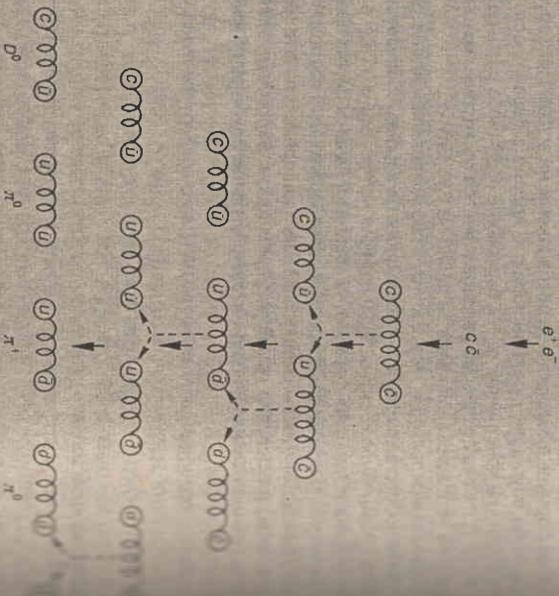
се появява по технически причини, свързани с глюонната константа на свързване, а $\hbar c$ преходът от потенциал работи доста добре. Действието от изложената преди матко картината на потенциалта, което ще обсъдим в следващата глава, че простото пресмятане за α_s , което

кварките $q\bar{q}$ се увеличават и този запас от енергия в работата, извършена срещу вътрешната сила, която ги свие, „пружината“. Очевидно тази сила е $1 \text{ GeV}/\text{fm}$, което е около 16 тона тегло!

С помощта на току-що описаната картина ще се опитаме да триуираме модела на процеса на превръщането на двойката при аниhilацията e^+e^- , в наблюдаеми адрони. Произвеждаме фрагментация. Тъй като двойката кварки се отдалечава след раждането си, съединяващата ги „струна“ се разтяга и ра все повече енергия до момента, в който става енергийно по-лесно да се „скъса“ от родени нов кварк и антикварк с един мезон, като кваркът се присъединява към едното „парче“ и кът — към другото. Двата сегмента на струната могат да се разтягат поради все още значителното относително движение на кварките един спрямо друг и да се късат на нови парчета. Процесът накрай спре, имаме известен брой сегменти — „разкъсана“ началната пружина, всеки от които в крайна сметка кварк и антикварк (не задължително с един и същи аромат аромат обаче се запазва. Тези сегменти представляват кварк, свързани помежду си с поле, и не са нищо друго освен държат първоначалните кварк и антикварк. На фиг. 10.16 опитали да представим нагледно този процес, използвайки мер реакцията



Раждането на бариони се получава, когато струната се разкъсва с помощта на двойката $q\bar{q}$, а на дикуарнионите два кварка от едната страна на скъсването и два кварка от другата.

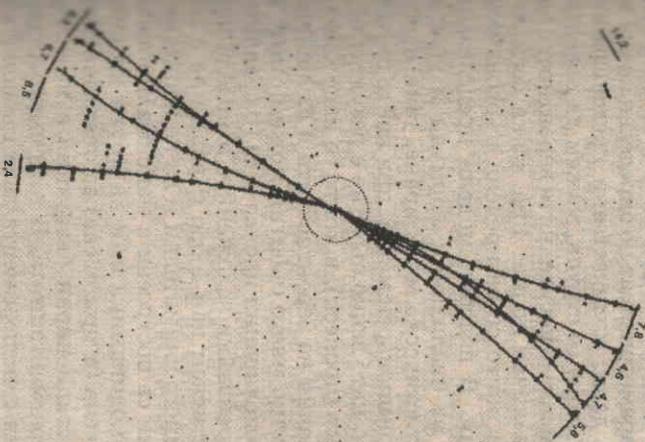


Фиг. 10.16. Фрагментация на двойката до $D^0 D^- \pi^0 \pi^+$ при процеса на аниhilацията e^+e^- . Прекъснатите линии представляват енергийните вълни на свързващото поле.

Модели на „късачата се струна“. Последователността на свързването в резултат на сегментацията на струните не е свързана с полемината на надлъжния им импулс, макар че при фрагментацията кварки като че ли има тенденция мезоните, свързани с тях, да имат по-голям импулс, т.е. по-рано образувалите се част и по-голяма част от първоначалната енергия.

такъв процес, при който единият сегмент дава антибарион.

Обяснява една важна особеност на реално наблюдение на фрагментация — родените адрони формирани в противоположни посоки. Действително на кварките един от друг и сегментацията на свързаните силите, които ще действат на новообразуваните мезони по свързващата права и следователно тези адрони ще се разлетят с противоположни и насочени по тази права пример е показан на фиг. 10.17. Адронните импулси след аниhilацията приблизително ексцентрично. Тази средна енергия на очакваната при средно разстояние на кварките 1 fm , горе-долу колкото е и диаметърът на тръбата на пръжината. Възможно е да се наблюдава много по-голяма енергия на взаимодествието ($2E \gg 10 \text{ GeV}$). Многополюсно разлагането се струи, определена енергия се наблюдава на импулсите на адроните, може да има на разлитане на първоначалната, ненаблю-



реконструкция на събитие, регистрирано от детектора при аниhilацията в две адронни струи. Направлението на струите е перпендикулярно на рисунката. Пресечната им точка е в центъра на детектора, разположен коаксиално със снопове. В детектора е използвано магнитно поле, успоредно на снопове. С нея могат да се определят координатите на заредените частици, перпендикулярна на снопове. Магнитното поле захранва детектора с заредени частици до дълги от окръжности. Пълната енергия на снопове е $34,6 \text{ GeV}$.

детектор, използван на ускорителя с нарязани електронни снопове в ускорителната лаборатория DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) в Хамбург.

даема двойка кварк антикварк. Зази посока би тръгнала в пространството е разликата между косинусите $[I(\cos\theta) \approx 1 + \cos^2\theta]$ (където θ е ъгълът между посоките на движение на e^+ и e^- и на разлитане на q и \bar{q}), точно както в процес $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, тъй като и мюоните, и кварките експерименталните резултати потвърждават това предсказание с точност. Това наблюдение е едно от най-силните доказателства, че кварките действително имат спин $1/2$.

Разглежданият модел е създаден да обясни процеса на адрони при e^+e^- -анихилация, но може да бъде приложен и при други процеси, в които кварките получават енергия, и при други процеси. Един такъв процес е разсейване на лептони от нуклеони. Смята се, че лептоните разсейват на лептони от нуклеони. Смята се, че лептоните от единичен кварк, който в резултат на това привлича импулс и се отделил от останалите кварки в нуклеона. Остатъкът от фрагментационния процес, тъй като между излитанията на кварките, "остатък" се "обтапя" цветна струна. Ще разгледаме по-подробно в следващия раздел.

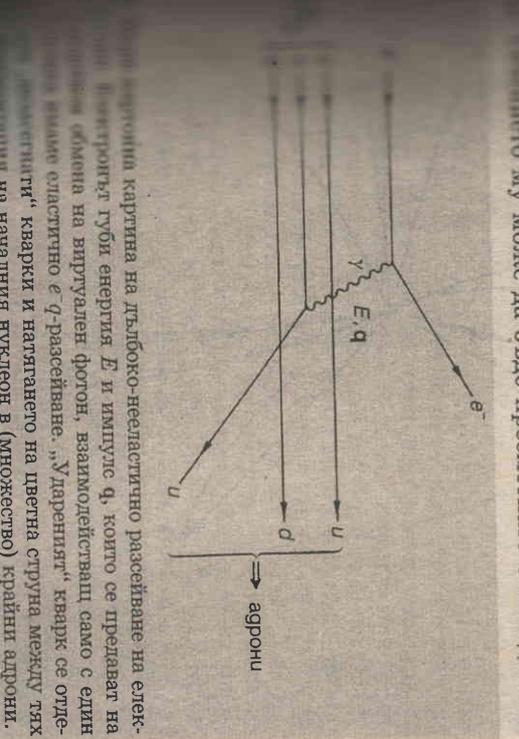
Трябва да се отбележи, че изложеният модел е доста нагиваема, че той дава на читателя представа какво би било разглежданите процеси. Разработени са доста по-сложни модели, които се стремят да параметризират по определен начин модела на фрагментация и да дадат количествени предказания. Някои разглеждат кварца се струна, можем да въведем някаква ра, която да описват относителните вероятности за разсейване на двойки с различен аромат при всяка сегментацията пропорционални, в които се разпределят първоначалните родените адрони. В подобни модели предсказаните резултати дават във вид на аналитични формули и уравнения. Методът на статистическо моделиране, така наречената "методът на статистическо моделиране", така наречената "методът на Карло". Това е компютърен метод, при който се генерира жестоко събития, като всяко събитие е резултат от някаква вероятностна функция. В този метод се използват предсказаните вероятности за събитията, като всяко събитие е резултат от някаква вероятностна функция. В този метод се използват предсказаните вероятности за събитията, като всяко събитие е резултат от някаква вероятностна функция.

Повечето модели са построени с максимално използване на квантовата хромодинамика или на други хипотези, които не е предзназначена (и приложена) за описване само като свързани стационарни състояния и не е нищо повече от описова добре фрагментацията. В този смисъл фрагментацията е изчислена с експериментална дава възможност за проверка на теорията. Въпреки това този модел не е успешен, един от които е прякото експериментално наблюдение на съществуване на глюони. Ще се спрем на това в следващия раздел. Изложените догук идеи могат да дадат някои указания за причините за кварковото заточение (раздел 9.11) и за адронно състояние е цветови синглет, опитът за описване на безкрайност) на единичен (цветен) кварк би довел до това от своя страна изисква предаването на безкрайно много енергия, което не е възможно. Обратно, кварк, който е топълно изолиран, може би не е много смислено да се опитва да се опише с единичен кварк. Статистиката разглеждаме изолиран единичен кварк, който винаги някъде има противооположен на него кварк.

Системата би била безкрайно голяма. Спектрации поставят повече въпроси, отколкото дават отговори.

описание на адронния спектър посредством съществува да бъде интегритетна "капан", заложен от експериментално обяснение на адронните свойства да е друго важно да потърсим и другите, а не само в спектъра на кварковата област, където бихме могли да потърсим обяснение, и ние ще се спрем накратко на две от тях. По-важното се диктува от избрания обем на книгата или твърде далеч. Двете области са: статистическото разсейване на лептони от нуклеони; крайните адронни състояния при e^+e^- -анихилация.

Разсейване означава разсейване с предаване на импулс q на нуклеона, при което "големи" M_e и $E \gg Mc^2$, където M е масата на нуклеона. Това е най-малкото адронно състояние не е вече разсейване само на електрони. На фиг. 10.18 е дадена виртуална картина на процеса. Смята се, че той се дава виртуален фотон между падащия електрон и нуклеона. Най-удобният начин за разглеждане на виртуалната система център на масите на обменния кварките. Най-удобният начин за разглеждане на виртуалната система център на масите на обменния кварките. Най-удобният начин за разглеждане на виртуалната система център на масите на обменния кварките.



Това няма осезан в присъствие на електроматрицата. За да видим, тронът има спин $s = 1/2$ със Z -компоненти $s_z = +1/2$ и $-1/2$. Кварките u и d имат изотопичен спин $t = 1/2$ (с t означава то число на пълния изоспин) с трети компоненти $t_3 = +1/2$ и $-1/2$ (d). Тук можем да използваме без изменение u и d алгебра на Ягловия момент, с помощта на която можем да свържем спин с по-висок спин чрез комбиниране на елементи. (Дългото название изотопичен спин често „мързее“ да се използва.) Два спина $1/2$ могат да дадат спин 1 триплетно ($s=1$) състояние по пълнен спинов ъгъл (или може да бъде при конструирването на qq -състоянието). Друго състояние по $1/2$ могат да дадат синглетно ($s=0$) или триплетно ($s=1$) състояние по пълнен изоспин. За съжаление състоянията по пълнен изоспин. За съжаление състоянията по пълнен изоспин. Кваркът s обаче (най-лекият кварк) има толкова различна маса от u - и d -кварките (ки), че дава възможност за частично проявяване на симетрията в трикварковите комбинации от u -, d - и s -кварки.

- И така имаме следното:
1. $\Omega_c^-(sss)$ не съдържа u - или d -кварки и е изотопично синглетно ($s=0$) и триплетно по пълнен изоспин ($t=1$).
 2. $\Xi_c^0(ssu)$ и $\Xi_c^-(ssd)$ трябва да са дублет, $t=1/2$.
 3. Комбинациите suu , sud , sdd съдържат по два кварка, така че трябва да съществуват четири състояния по пълнен изоспин за третата компонента на двата леви кварка или $t_3 = -1/2$, които се групират в мултиплет Σ^+ , Σ^0 , Σ^- и синглет $t=0$ (Λ).
 4. Комбинациите uus , uud , udd , ddd съдържат по три кварка, така че трябва да съществуват осем състояния по пълнен изоспин за третата компонента на двата леви кварка или $t_3 = -1/2$, които се групират в мултиплет Σ^+ , Σ^0 , Σ^- и синглет $t=0$ (Λ).

Таблица 10.10. Тази таблица показва близката аналогия между спин при конструирването на състояния с по-висок спин от базисните

Спинът на импулса	Квантови числа	Вектору на състоянието	Квантови числа
Дублет $s = \frac{1}{2}$	$\left\{ \begin{array}{l} s_z = -\frac{1}{2} \\ s_z = +\frac{1}{2} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \downarrow \rangle \\ \uparrow \rangle \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} t_3 = -\frac{1}{2} \\ t_3 = +\frac{1}{2} \end{array} \right.$
Векторно съединение на два спина	$s = 0$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \uparrow \downarrow - \downarrow \uparrow \rangle$	$t = 0$
Синглет	$s = 0$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \uparrow \downarrow + \downarrow \uparrow \rangle$	$t = 0$
Триплет	$s = 1$	$\left\{ \begin{array}{l} \uparrow \uparrow \rangle \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \uparrow \downarrow + \downarrow \uparrow \rangle \\ \downarrow \downarrow \rangle \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} t_3 = +1 \\ t_3 = 0 \\ t_3 = -1 \end{array} \right.$

съответно със спин $1/2$ или изоспин $1/2$. (Състоянията qq) очакваме да намерим изоспинно и триплетно (π^+ , π^0 , π^- и ρ^+ , ρ^0 , ρ^- , и т. н.) кварки са u , d , \bar{u} и \bar{d} , тъй като отново конструирани състояния от два изоспина по $1/2$. Единствената трудна състоянията не са напълно аналогични на тези за показани в табл. 10.10, защото тук имаме антикварки да са безпоскои особено.

От един лек и един тежък кварк (например $u\bar{s}$) могат да се образуват трикварк (например sc или sb , например синглет).

Изоспина и електричния заряд Q (в единици на едрон, съставен от валентни кварки u и d , се

$$Q = t_3 + \frac{B}{2}, \quad (10.4)$$

където t_3 е изоспинът, а B е барионното число. За адрони, съдържащи тежки кварки, $B = 1$, а за мезони, $B = 0$. Това означава, че за да се получи барионно число 1 , трябва да се включат по три кварка. Това означава, че за да се получи мезонно число 0 , трябва да се включат по два кварка.

При по-тежките ядра обаче нарастващото влияние на изоспина и на различката $Z-N$ затрудняват класифицирането и възбудените състояния по изоспинни мултиплетове на нуклеоните в ядрата се съвоят подобно на изоспините в слоестия модел и пълният ядрен изоспин I не е равен на сумата от изоспините на нуклеоните. В отдалените ядра I е равен на сумата от изоспините на нуклеоните $t = 1/2$ на цялото ядро $I = \sum t_i$, а I_3 има $t = 1/2$ и $t_3 = -1/2$. Основното и първото възбудено състояние на тези ядра са изоспинни дублети с еднакъв изоспин $I = 1/2$. Това означава, че изоспинните ефекти не вземат предвид електроматричните ефекти на масите на протона и неутрона. Този факт е илюстриран в табл. 10.10.

$A=6$ ядрата със $Z=2$ и $N=2$ има $t=0$, така че изоспинните ефекти могат да дадат цялото ядро $t=0$ или 1 . Това означава, че изоспинните ефекти са важни, без значение да се наблюдават при ${}^6\text{He}$ или ${}^6\text{Li}$, и възбудените състояния $t=1$, които имат аналози в другите две съседни ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$. Това означава, че изоспинните ефекти са важни, без значение да се наблюдават при ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$, и възбудените състояния $t=1$, които имат аналози в другите две съседни ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Това означава, че изоспинните ефекти са важни, без значение да се наблюдават при ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$, и възбудените състояния $t=1$, които имат аналози в другите две съседни ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$.

$$t_3 = Z - \frac{A}{2}. \quad (10.5)$$

Това означава, че изоспинните ефекти са важни, без значение да се наблюдават при ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$, и възбудените състояния $t=1$, които имат аналози в другите две съседни ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$. Това означава, че изоспинните ефекти са важни, без значение да се наблюдават при ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$, и възбудените състояния $t=1$, които имат аналози в другите две съседни ядра ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$. Това означава, че изоспинните ефекти са важни, без значение да се наблюдават при ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$, и възбудените състояния $t=1$, които имат аналози в другите две съседни ядра ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$.

дискретни случаи, и в гръбта случая за свободен електрон пренебрежимо на импулс q^2 води до предаване на енергия E . Когато се дава

$$2m_e E = |q^2|,$$

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{1}{2m_e} \frac{d\sigma}{dE} = \frac{4\pi^2 \alpha^2 (hc)^2}{(2m_e E)^2 V^2} \left\{ 1 - \frac{E}{2m_e c^2} \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right) \right\}$$

Сечението за зазуба на енергия в енергетичния интервал $E, E + dE$

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2\pi^2 \alpha^2 (hc)^2}{m_e V^2} \frac{1}{E^2} \left\{ 1 - \frac{E}{2m_e c^2} \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right) \right\} V$$

Ако ядрото губи енергия $-dT$ при изминаване на разстояние dx в ядрото, то тогава в единичния обем ρ атома с пореден номер Z , могава

$$-dT = nZ dx \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E \frac{d\sigma}{dE} dE.$$

Следователно след интегриране получаваме

$$-dT = nZ \left[\frac{2\pi^2 \alpha^2 (hc)^2}{m_e V^2} \left\{ \ln \left(\frac{E_{\max}}{E_{\min}} \right) - \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right) \left(\frac{E_{\max}}{2m_e c^2} - \frac{E_{\min}}{2m_e c^2} \right) \right\} \right] dx$$

Където E_{\max} и E_{\min} са максималната и минималната предадена енергия на плуца $E_{\max} = 2m_e V^2 / (1 - V^2/c^2)$ (вж. заг. 11.1). Върху че E_{\min} е много по-малко от E_{\max} , не знаем колко е стойността на последната. В действителност за всички ниски електрони могат да се разглеждат като свободни, но за малки V и големи Z може да се направи. Възможно е за енергия E и предаден импулс q да се разглеждат като свободни, но и го възбужда енергията q^2 , която се поставя при свободен удар. Слелователно за малки стойности на E интегрирането не е вярно. При изчисленията трябва да се извърши в такива граници на променливите E и q , които са по-малки от атомния спроек. Тази част от интеграла е пренебрежимо малка. Крайният резултат за формулата на Бете-Блох е

$$-dT = nZ \left[\frac{4\pi^2 \alpha^2 (hc)^2}{m_e V^2} \right] \ln \left[\frac{2m_e V^2}{I(1 - V^2/c^2)} - \frac{V}{c^2} \right].$$

Като положим $\beta = V/c$, ρ — плътност на веществото, A — атомно тегло и числото на Авогадро, получаваме

$$-dT = \frac{N_A Z}{\rho dx} \left[\frac{4\pi^2 \alpha^2 (hc)^2}{m_e V^2} \right] \ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right].$$

Тази формула дава енергетичната зазуба при перпендикулярно преминване през единична плоча и единична маса. Това са общите случаи, в които се дават числите стойности за спиралната способност.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

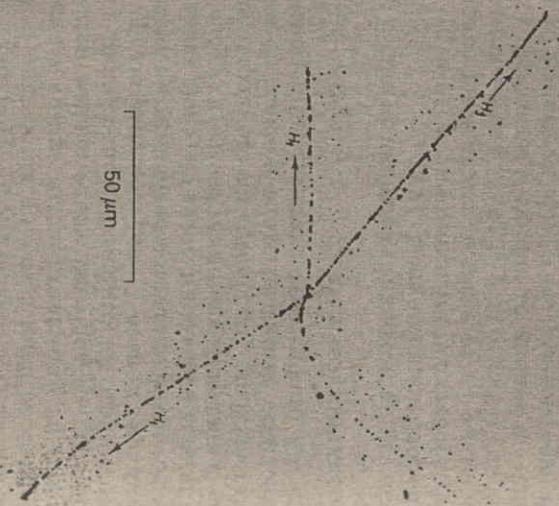
Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

Стойност се дава с енергията E и импулса q . Двете величини под знака на корена са свързани с енергията E и импулса q по формулата $E^2 = q^2 c^2 + m_e^2 c^4$. Фиг. 9.14 и 11.1, където $\beta < \sqrt{1 - 2m_e c^2 / E}$.

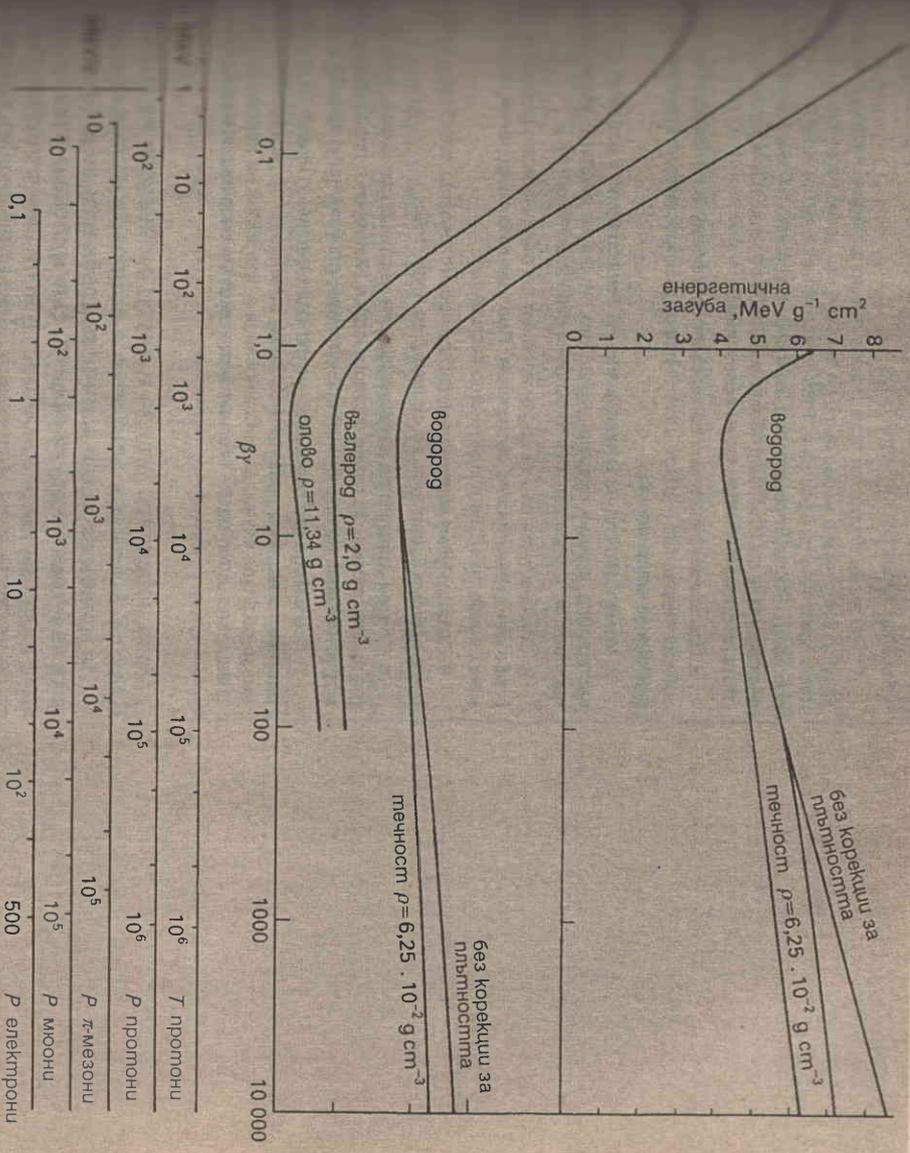


Фиг. 11.1. Фотографията показва следи във фотографията на нирана на голяма височина от космично лъчение. Интересен е един π^- -мезон, оставя следата, означена със σ , до спиралата, която се захваща около ядро в борова орбита и накрая се поглъща. При поглъщането в ядрото се внася енергия, съответстваща на покой на π^- , и тя предизвиква разцепване на ядрото в ядрото заредени частици. Двете, означени с H_1 са протони, а трите с H_2 е тритий. Най-късата следа H_3 е на протон, който излиза и чийто начална енергия е по-голяма от 3 MeV. По-дългата протон с енергия 3,7 MeV, който се спира в емулсията. Третата чална енергия 5,6 MeV също се спира в емулсията.

Ионизацията, причинена от енергетична загуба, предизвиква Бромид в сребърни зърна. Броят на зърната в единична дължина на зърната от следата е марка за dI/dx . Така че можем да следим, за да измерваме три свойства на спиралата: частии с първоначална енергия от няколко мегаелектронволта.

1. Нарастване на йонизационната енергетична загуба (т.е. следата се забавя и достига края на пробата си. Това означава да се определи посоката на движение на частицата в началото на началната частинца от продължителността на пробата.
2. Промената на йонизационните енергетични загуби по дължината от остатъчния пробег е най-голяма за най-леката частица, т.е. дълбоки повече от скоростта си за един и същ пробег.
3. Многократното разсейване в последния стадий на пробата е голямо за най-леката частица.

Следите на тази фотография трябва да се сравняват с тези от тази на фиг. 11.1 и затова са регистрирани и следите на слабо йонизиращи частици (раздел 11.2). Тази разлика се изразява и в по-малката плътност на следите на фиг. 11.1.

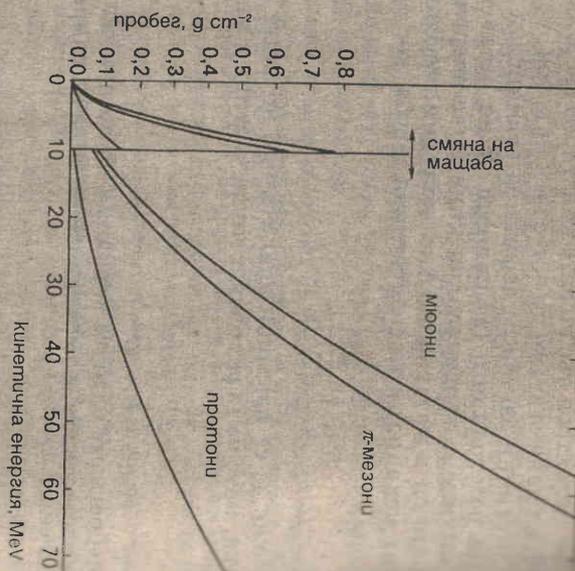


та способност на водород, въглерод и азот да действат като високоенергетични заредени импулс P и маса $M \gg m$, — масата на частицата е означена плътностите ρ на пробата в MeV за частинца, преминаваща през слой, който има повърхностна плътност 1 g cm^{-2} , но в оловно гъби около 1 mm. Възникващата вътре фигура с формата на спирала е релативистичното поведение на частицата без корекции за ефекта на плътността. Без корекции за газ и течности, а с такива корекции за газ и течности, релативистични скали за кинетичната енергия E на протони и импулса на π^- -мезони p и импулсната скала за електро-

ни: въпреки че кривата има същата форма, йонизационната енергетична загуба за електрони се различава малко от тази за тежки частици.

При малки стойности на $\beta\gamma$ кривите за въглерод и олово се отместват и дори престават да следват зависимостта $1/V^2$, когато движещата се частица започне да захваща или да губи електрони (при предположение, че е положително заредена) или пък няма достатъчно енергия да избие вътрешен електрон от орбиталните я атоми. Първият от тези ефекти при ниски скорости зависи от зареда на частицата и следователно ще бъде различен за π^- и π^+ . За дадено $\beta\gamma$ вторият ефект зависи от енергията на частицата, т.е. от масата ѝ. Следователно тези криви, начертани за протони, не могат да се използват непосредствено за други частици при $\beta\gamma < 0.1$.

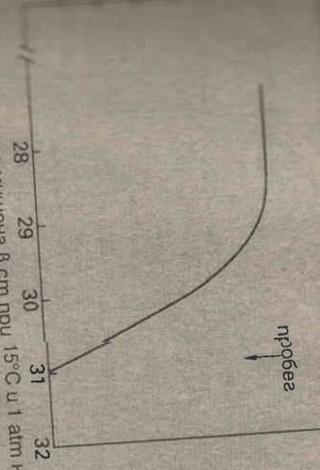
Възникващите със загуба на енергия предизвикват образуване на вторични електрони, които са достатъчно високоенергетични, за да изминат голямо разстояние във веществото от момента от първичната частинца енергия далеч или много далеч от траекторията на първичната частинца, включват само енергията, отпадна в непосредствена близост на първичната частинца, и следователно отчитат много по-малка ефективна дължина на това кривата, описваща отпадна енергия в зависимост от енергията на първичната частинца, има плато, което е около 10–15% над минимума на спиралната



Фиг. 11.3. Криви на пробегта в зависимост от кинетичната енергия на мезоните и муоните във въздух. Уравнение (11.1) показва, че скоростта на енергетичната загуба се променя с квадрат в квадрат и следователно при нарастване на началната енергия непропорционално увеличаване на пробегта, за да се отнеме това енергията. Следователно за всички частици пробегът нараства по-бързо с нарастване на началната кинетична енергия. Освен това се вижда, че при една и съща кинетична енергия по-леките частици имат по-малки енергетични загуби, поради което имат по-голям пробег. Ето защо свойствата на кривите от фигурата могат да се припишат поведението на спиралната способност.

Разсейвания. И двата процеса водят до значителни отклонения от праволинейното движение. Ето защо проекцията на движението много по-късно от самата следа (фиг. 11.5). За α-частици следва да посоча са малки, така че проекцията на следата в повечето е незначително по-късно от самата следа. За частици с междинни описаните ефекти са между ефектите за електрони и тези за α-частици. За всички частици освен за електроните измереният пробег е дължината на следата, проектирана върху началната посока на движение на частичките. С методите, визуализирани траекторията типично (например фотографски емулсии или мъгливни камери) ще да се види, че реалната следа е измерима и се нарича пробегът.

Многократното разсейване беше взето предвид при обсъждането на кулонови разсейвания на малки ъгли, които се събират статистически и водят до промяна в направлението и до общо отклонение от правата линия на началното движение на частичката, след като мине крайно разстояние в материала (вж. фиг. 11.5). По възможност развита теория, но засега можем да допуснем, че ефектът е пропорционален на зарядът Z^2 на частичката и атомния номер Z^2 на материала и е обратнопропорционален на някаква степен на импулса. Пълният ефект обаче е на случайно блуждаене: когато се направи много опити, отклонението на пространствените координати



Фиг. 11.4. Крива на пробегта в зависимост от кинетичната енергия на α-частици (7,68 MeV) в зависимост от дебелината на въздушнокапа мишена в см при 15°C и 1 атм налягане. Измерено на α-частици (7,68 MeV) в зависимост от дебелината на въздушнокапа мишена в см при 15°C и 1 атм налягане. Тази и други криви са дадени в табл. 11.2. Така например за олово $L_R = 5,6 \text{ mm}$, $P = 1,3 \text{ MeV/cm}$ и налягане една атмосфера. Дефиницията на пробег е въпрос на споразумение, но обикновено се приема за дефиницията на пробегта и факта, че многократното взаимодействие между източника и екрана. При тези енергии е възможно да ядрено взаимодействие до спирането на частичката. Дефиницията на пробегта е въпрос на споразумение, но обикновено се приема за дефиницията на пробегта и факта, че многократното взаимодействие между източника и екрана. При тези енергии е възможно да ядрено взаимодействие до спирането на частичката.

Дефиницията на пробегта е въпрос на споразумение, но обикновено се приема за дефиницията на пробегта и факта, че многократното взаимодействие между източника и екрана. При тези енергии е възможно да ядрено взаимодействие до спирането на частичката. Дефиницията на пробегта е въпрос на споразумение, но обикновено се приема за дефиницията на пробегта и факта, че многократното взаимодействие между източника и екрана. При тези енергии е възможно да ядрено взаимодействие до спирането на частичката.

$$\theta_0 = \frac{20 \text{ MeV}/c}{P} z^2 \left(\frac{L}{L_R} \right)^{1/2}, \quad (11.4)$$

Дефиницията на пробегта е въпрос на споразумение, но обикновено се приема за дефиницията на пробегта и факта, че многократното взаимодействие между източника и екрана. При тези енергии е възможно да ядрено взаимодействие до спирането на частичката. Дефиницията на пробегта е въпрос на споразумение, но обикновено се приема за дефиницията на пробегта и факта, че многократното взаимодействие между източника и екрана. При тези енергии е възможно да ядрено взаимодействие до спирането на частичката.

ДЕФИНИЦИИ И КЛЮЧОВИ ДУМИ

а способност. Загубата на кинетична енергия на еднородно заредена частица, движеща се през дадено вещество.

потенциал на възбуждане. Параметърът χ във формулата Блох за спиращата способност на веществото. Той се определя чрез нагласяване на формулата към експерименталните данни. Той е осреднената геометрично стойност на потенциалите потенциални на всички Z електрона в веществото.

и на йонизационна загуба. Минималната стойност на спиращата способност за дадено вещество. Наблюдава се за еднородни частици със скорости около 0.96 c .

и на йонизираща частица. Заредена частица, чиято скорост е по-малко от минималната спираща способност.

и плътността. Намалване на спиращата способност

ва устройства дават аналогов електричен сигнал, който дадена енергия, и се наричат калориметри. Обикновено тектира показването на температурата, тъй като то е трудно може лесно да се регистрира. Те се основават на регистрираните частици от отделните частици със сцинтилационни пропорционални броячи и подходящо сумиране на сигналите. Те са обяснени по-подробно на други места. Вж. например Институт (1974), Клайнхехт (Kleinhecht, 1986) и Ферноу (Feynman, 1974).

Има още едно явление, свързано с енергетичните загуби, то трябва да споменем. Ефектът на плътността е свързан с зацията на средата, в която се движи заредената частица. поляризация е променлива и в прозрачни среди води до излъчване на видими фотони. Това е ефектът а свойствата му са описани във фиг. 13.4.

ЗАДАЧИ

11.1. Покажете, че максималната енергия, която може да се получи първоначално в покои, от частица с маса M и пълна енергия E

$$E_{\text{max}} = \frac{2m_e c^2 (E^2 - M^2 c^4)}{M^2 c^4 + m_e^2 c^4 + 2(M^2 c^4)E} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma}{1 + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2 + 2\gamma \left(\frac{m_e}{M}\right)}$$

където, както обикновено, βc е скоростта на частицата и γ е излъчването. Това е точната релативистична формула. Покажете, че за ултра-релативистичен случай, когато $E \gg M^2 c^2 / m_e$,

$$E_{\text{max}} = E$$

и за по-малко екстремния случай $M \gg m_e$ и $E \ll M^2 c^2 / m_e$, е излъчването

$$E_{\text{max}} = 2m_e \beta^2 \gamma^2 c^2.$$

В нерелативистично приближение ($E = M c^2 + T$, $T \ll M c^2$) максималното излъчване е даба с израза

$$E_{\text{max}} = \frac{4m_e M T}{(m_e + M)^2}.$$

Пресметнете E_{max} за мюони с $E = 5 \text{ GeV}$.

и то на свободен, стационарен електрон се предават енергията E , то $q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В нерелативистичен случай $q = 2m_e E$. Погледнете фиг. 9.6, за да установите правилно извода.

и то $q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В нерелативистичен случай $q = 2m_e E$. Погледнете фиг. 9.6, за да установите правилно извода.

$$\frac{M_b Z_b^2 R_b (M_a Z_a T_a + M_a T_b / M_b)}{M_a Z_a^2 R_a (M_b Z_b T_b + M_b T_a / M_a)}$$

и то $q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В нерелативистичен случай $q = 2m_e E$. Погледнете фиг. 9.6, за да установите правилно извода.

и то $q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В нерелативистичен случай $q = 2m_e E$. Погледнете фиг. 9.6, за да установите правилно извода.

$$\frac{dN}{dT} = \frac{K}{T^2}$$

където K е константа.

ЗАДАЧИ

и то $q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В нерелативистичен случай $q = 2m_e E$. Погледнете фиг. 9.6, за да установите правилно извода.

$$\sigma \propto Z^2 \alpha^3,$$

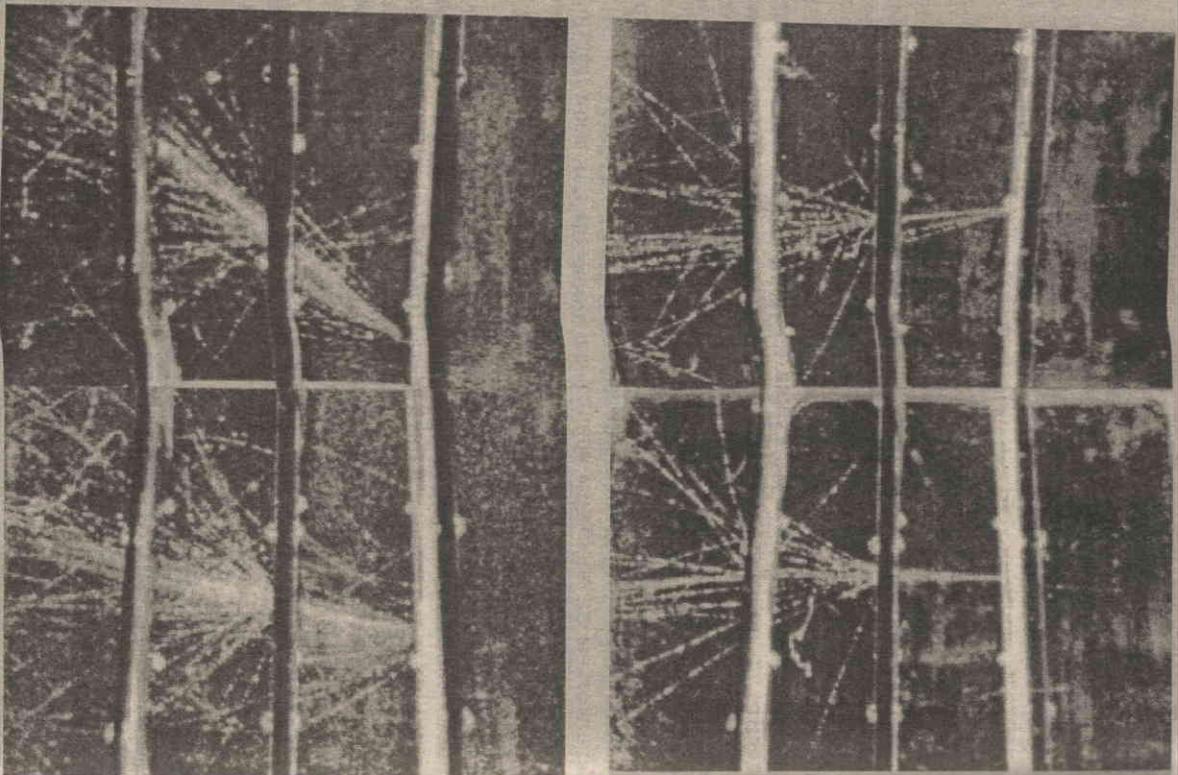
и то $q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В нерелативистичен случай $q = 2m_e E$. Погледнете фиг. 9.6, за да установите правилно извода.

$$\sigma \propto \frac{Z^2 \alpha^3}{m_e^2 c^4}. \quad (11.5)$$

и то $q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В нерелативистичен случай $q = 2m_e E$. Погледнете фиг. 9.6, за да установите правилно извода.

$$\frac{d\sigma}{dE} \propto \frac{Z^2 \alpha^3 (\hbar c)^2}{m_e^2 c^4 E}, \quad (11.6)$$

и то $q = 2m_e E$. Ако $E > m_e c^2$, задачата е релативистична. В нерелативистичен случай $q = 2m_e E$. Погледнете фиг. 9.6, за да установите правилно извода.



Фиг. 11.8. Две фотографии в мъглявинни камери на електромагнитни порои, раз-

виращи се в оловни пластинки (дебелини от горе надолу: 1,1; 1,1 и 0,13 радиационни дължини), поставени в обема на камерата, която се намира на морско равнище и се облъчва с космични лъчи. На всяка фотография са дадени по два изгледа, получени при разполагане на фотоапарата така, че той да вижда едновременно както пряко, така и през огледало, намиращо се в камерата. На долната фотография се вижда порои, който или е предизвикан от фотон, или е пропуснал чувствителната област над горната плоча. И в двата случая нарастването и заглавяването на порои са очевидни. Обрънете внимание, че много от следите имат систематични изкривявания или прекъсвания, вероятно дължащи се на някои трудности при поддържане на постоянна и хомогенна температура в камерата. Тези снимки са направени от Д. Фъсел (D. Füssel) и са изложени в лекция на Дж. С. Стрийт (J. C. Street), публикувана през 1939 г.

...Тъй като фотонът, такова съединение електрон или атом, или двойка е-позитрон. Интересно е въпросът: „Какво става накрая с плътността на фотона?“ Ако цялата се предаде на нискоенергетични лъчи, тя накрая се разпределя като топлина във веществото, т. е. Бачено в раздел 11.2 за случая на заредени частици. Сега обележим, че докато процесът не е завършен, може да се явяват, от което следват различни крайни състояния.

Движещ се високоенергетичен фотон може да образува двой-он-позитрон; всеки член от двойката може да излъчи фотон. Обратно могат да образуват нови двойки, или пък фотолек-тричност в енергия на много фотони, електрони и позитрони.

До електрон позитронът анихилира в движение или в по-излъчва два или три фотона. Ясно е, че енергията се разпре-делва много частици: при фотоелектричния ефект фотоните се раз-делят в топлина. Дебелината на веществото, в която процесът на-много е окончателно завършен, зависи от началната енергия и е-позитронната дължина за 10 GeV, като нараства с 1 радиа-ционна дължина за всяко нарастване на енергията е пъти. Това явя-ва се електромагнитен порои. Ясно е, че пороят може също да е предизвикан от преминаващ електрон или позитрон. На фиг. 11.8 е показана снимка, получена в мъглявинна камера, която регис-трира от космичното лъчение.

Лъчване на фотони от ядра и частици

...И нарича лъччи електроненурадиалното лъчение от естествените източници. Скоро става ясно, че лъчението има свой-ствата на високоенергетични рентгенови лъчи и е част от електромаг-нитен спектър. Сега под лъччи (частици) се разбира фотони, кои-то са свързани с процесите, протичащи в ядрото, или са свързани с-решките частици. Няма ядра енергетична граница: рентгено-ви лъчи, които свързваме с атомните процеси, имат енергии до-като ротационните ивици на някои много тежки ядра са-та под 10 keV. Това обаче са гранични случаи и обикновено-но енергията на фотоните от порядъка на 1 MeV с излъчване-та на ядра. В табл. 11.3 е описан един от методите за детектиране-та на енергията на фотони в областта около 1 MeV.

...Ядрата, които се появяват от оттопеността на размерите на-ядрата (10⁻¹⁰ m) и на ядрата (10⁻¹⁵ m), означава, че на енергията на-ядрата е в ядрата (10 eV) съответстват енергии на възбуджване-та на ядра. Скоростта на електричните диполни преходи е-позитронна на енергията в трета степен и на размера на излъчва-щата система във втора степен и в резултат на това радиационните-та в ядрата са с 10⁵ пъти по-голяма скорост от тези в атомите.

...Натай оценка по порядък е съвсем приблизителна и ще видим-та, че скоростта на радиационните преходи се променя в-позитронна граница. Набеляваме се обаче, че оценката ще напомним на-ядрата за връзката между размера и енергията и ще ни помогне-та да разположим лъччи в електромагнитния спектър.

...Общият лъчението както от ядрата, така и от елементарни-та частици. Нека разгледаме система, която е възбудена и е неста-билна. Ако стойността на Q е достатъчно голяма, разпадането мо-