

ЗА КВАНТОВАТА ТЕОРИЯ НА ПОЛЕТО

§ 21.1. Квантовата механика и Файнман

Файнман и традиционният начин за квантово описание; амплитуда и вероятност; амплитуда на събитието; елементарна фаза; фаза; амплитуда и лагранжиан; файнмановият подход и квантовомеханичното поведение: вълна на Дьо Бройл, енергетични нива, амплитуди и вълнова функция, вълнови функции в две различни точки; изводи. 528

§ 21.2. Фундаменталните сили и подходът на Файнман

Район на неведение; вероятности на различни реакции; квантова електродинамика; диаграми на Файнман; сложни диаграми и вероятност; квантова хромодинамика; близки кварки; слабото и елекрослабото взаимодействие. 533

§ 21.3. За квантовата теория на полето

Фундаменталните взаимодействия и смущението на полетата; бримка в диаграмите; квантуване на силовите полета; квантовото поле и файнмановите амплитуди; определяне състоянието на полето; квантови полета на фермиони и бозони; ренормализация; гол заряд; вакуум и запасената в него енергия. 538

ДОПЪЛНИТЕЛНА ЛИТЕРАТУРА

1. Allday J., Quarks, Leptons and the Big Bang, 2nd ed., IPP, 2002, § 3.3÷3.6, ch. 11.
2. Балабанов Н., Ядрена физика, Пловдивско УИ., 1998, Пловдив, § 61.
3. Zee A., Quantum Field Theory in a Nutshell, Princeton University Press, 2003, Princeton and Oxford.
4. Уилямс У., Физика на ядрото и елементарните частици, УИ „Св. Климент Охридски“, 2000, Сф, гл. 13,14.

Квантовата теория на полето (КТП) е една от най-съвременните теории на физиката – по думите на автора на един от най-достъпните и хубави курсове проф. Зий (Zee) [3] тя е брак между СТО и квантовата механика. Но въпреки това в учебниците по съвременна физика (в света съществуват десетки прекрасни такива) тя не се излага. Причината е една – да се изложи КТП в една или две глави на общофизичен език е много, много трудно, да не кажем почти невъзможно. (Който опитва, понякога успява; който не опитва, никога не успява.) Ние поехме риска и решихме да опитаме (знаем, че ще бъдем критикувани). Ще успеем ли да създадем, макар и елементарна, представа за тази сложна и красива съвременна теория, ще кажат читателите. Целта на главата е да даде качествена представа как КТП разглежда елементарните частици и фундаменталните сили. За читателите, които искат да узнаят подробности от КТП на университетско ниво или се канят да се занимават с КТП, ние убедено препоръчаме книгата на Зий [3] с разбираем математичен език и прекрасни физически обяснения.

§ 21.1. КВАНТОВАТА МЕХАНИКА И ФАЙНМАН

В гл. 4 подробно изложихме множество експерименти, които потвърждават дуалистичния характер на микрообектите. Удивително е поведението им – един и същ микрообект веднъж се проявява като вълна (там подробности за фотоните и електроните), а понякога като частица (в съвременните схващания той е *нов квантов обект, който има и вълнови, и частични свойства!*). В началото на ХХ в. резултатите от експериментите, които противоречат на „здравия разум“ и на това, което сме свикнали да виждаме и да описваме предизвикват недоумение и объркване. Но постепенно физиците стигат до извода, че разбирането на това странно поведение ще стане ясно, ако те развият правила за пресмятане на пътя. Идеята е довела до създаване на различни методи (в много случаи те водят до различни интерпретации на квантовата механика) – един от най-разпространените от тях, операторния, изложихме подробно (гл. 4÷18) и споменахме за матричния (§ 7.7).

Ще започнем с думите на Фриймън Дайзън (1980): „Преди 31 години Дик Файнман ми разказа за неговата „сума на миналото“ относно квантовата механика. „Електронът извършва всичко, което му харесва“, каза той. „Просто отивате във всяка посока с всяка скорост ... и след това събирате амплитудите и това Ви дава вълновата функция“. Аз му казах „Вие сте луд“. Но той не беше.”

През 1940 Р. Файнман не харесва традиционния начин на описание, анализ и интерпретация на квантовата механика и се опитва да преосмисли нещата. Той създава нов различен начин за квантовомеханичните изчисления, свързан с нова интерпретация на резултатите. Създадената от него елегантна математическа теория, която, приложена към „простия случай“ на електрон в атом (или на осцилатор), е много по-трудна и значително по-продължителна от

известните тогава теории. Но когато я приложим към елементарните частици и фундаменталните сили, получаваме прекрасни резултати, точно съвпадащи с експерименталните. Затова във физиката на елементарните частици той се използва по-често от по-рано развития метод на Хайзенберг, Шрьодингер и Бор.

Според него първата ни стъпка е да се откажем от формулата (4.24), която ние ще запишем с вероятностите

$$W_{12}(x) = W_1(x) + W_2(x). \quad (21.1)$$

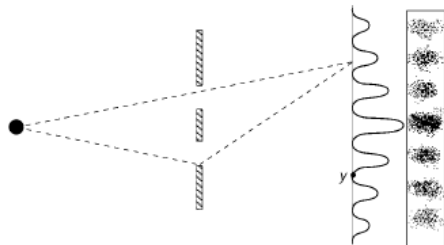
(Връщаме се към класическия експеримент с два процепа, подробно изложен в гл. 4.) Вероятностите $W_1(x)$ (процеп 1 отворен) и $W_2(x)$ (процеп 2 отворен) са експерименталните резултати на две различни събития и няма причина, освен ежедневиия „здрав смисъл“, да ги приложим към различен трети експеримент. Съгласно резултатите е необходимо да измерим вероятността на *всяко събитие*, а не да използваме информацията на едно от тях в друго. Движението на микрообектите се определя не от вероятността W на събитието, а от математическата величина *амплитуда на събитието*

$$A \equiv \rho e^{i\theta}. \quad (21.2)$$

Амплитудата не само диктува движението, тя определя вероятността:

$$W = |A|^2. \quad (21.3)$$

Ще подчертаем, че W и A са различни величини. От двете само вероятността може да бъде измерена, а амплитудата – не. Амплитудата е комплексна – тя има абсолютна стойност и фаза, а вероятността се изразява с реално число (затова в горното уравнение квадратът е на абсолютната стойност, не на самата амплитуда). Ако измерим вероятността, ние не можем да определим амплитудата. Съгласно Файнман, за да изчислим амплитудата за един микрообект (например електрон или фотон), пристигащ в дадена точка на екрана, е необходимо да разгледаме *всички възможни пътища (примерно n пътя)* на микрообекта за попадане в нея. На фиг. 21-1 са показани два от възможните пътя



Фиг. 21-1. Два от възможните пътя до фиксираната точка на фотона или електрона в експеримента с два процепа.

на обекта. Файнман създава метод за пресмятане на амплитудата на всеки възможен път. За да се намери цялата амплитуда на събитието A , трябва да се съберат амплитудите A_i ($i = 1, 2, \dots, n$) на всеки път:

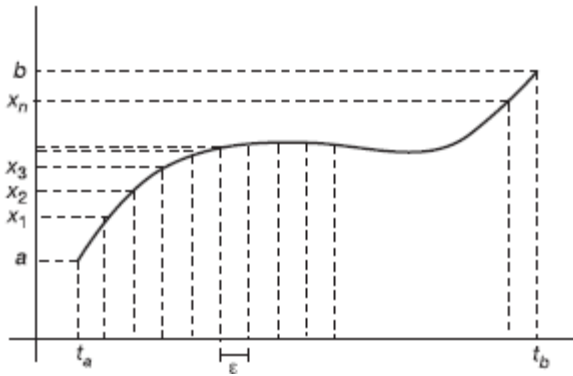
$$A = A_1 + A_2 + \dots + A_n. \quad (21.3)$$

Съответно за вероятността получаваме

$$W = |A|^2 = |A_1 + A_2 + \dots + A_n|^2. \quad (21.4)$$

Очевидно е, че $W \neq W_1 + W_2 + \dots + W_n$.

Логически възниква въпросът как да изчисляваме амплитудите на възможните пътища. Да вземем за пример пътя от точка a (с координата и време (x_a, t_a)) до точка b (с координата и време (x_b, t_b)). Да го разделим на различни равни участъци



Фиг. 21-2. Произволен (криволинеен) път може да бъде разделен на n равни интервала ε от време и координатите на съответното време

ε по време (фиг. 21-2). Файнман открива, че амплитудата в различните участъци има една и съща абсолютна стойност, но не винаги една и съща фаза. Ако частицата преминава от точка x_i в момент t_i в точка x_{i+1} в момент t_{i+1} , промяната във фазата $\Delta\theta$ е

$$\Delta\theta_i = \frac{\varepsilon}{\hbar} \mathcal{L}_i. \quad (21.5)$$

За бавен електрон ($v \ll c$), използвайки (3.1), за функцията на Лагранж записваме $\mathcal{L} = \frac{1}{2}mv^2 - E_p(x, t)$. Тогава за i -тия участък имаме

$$\mathcal{L}_i = E_{ki} + E_{pi}(x, t) = \frac{1}{2}m \frac{(x_{i+1} - x_i)^2}{\varepsilon^2} - E_{pi}\left(\frac{x_i + x_{i+1}}{2}, \frac{t_i + t_{i+1}}{2}\right). \quad (21.6)$$

Покажем как Файнман е изчислявал фазата по един от възможните пътища. Лагранжианът е бил и е добре известен в класическата физика,

но Файнман е първият, който го е използвал в квантовата механика (намек за такава възможност е правел Дирак). (Любознателният читател ще намери много интересни разсъждения за аналогията между възможните пътища, траекторията на класическите обекти и лагранжиана в класическата и квантовата механика в [1, § 3.61, 3.62].)

За целия път фазата θ е сумата от $\Delta\theta$ за всички участъци:

$$\theta = \frac{1}{\hbar} \int_{t_a}^{t_b} \mathcal{L} dt. \quad (21.7)$$

Фазата на амплитудата от всички възможни пътища е просто сума от фазите на отделните пътища k :

$$\theta = \sum_k \frac{1}{\hbar} \int_{t_a}^{t_b} \mathcal{L} dt. \quad (21.8)$$

Файнмановият подход с амплитудите позволява да се обяснят процесите и характеристиките на квантовомеханичното поведение на микрообектите по много непосредствен начин, без да се прибегва към класическите понятия вълна и частица. За илюстрация ще разгледаме само няколко примера.

Фазата на амплитудата е в експонентата (21.2). Следователно след период от 2π тя ще се повтори. С други думи, амплитудата е периодична величина и лесно може да се намери нейният пространствен период, който за микрообект се оказва дължината на вълната на Дьо Бройл.

Ако разгледаме „движението“ на електрона в атома, то е затворен път и след време той се завръща в началото. Може да се изчисли амплитудата на електрона по пътя от началото до края и пак в началото. Фазата в началната и крайната точка (те съвпадат) е една и съща. За даден атом лагранжианът е такъв, че само определени енергии позволяват това да се случи. Това са енергетичните нива на атома. Същото е така и за други затворени системи. Протоните и неутроните в ядрото имат енергетични нива. Кварките в протоните и неутроните също имат енергетични нива (лагранжианът има доста сложен вид, тъй като между тях действат силните взаимодействия).

Експериментът с фотони през два отвора за светлината е направен най-напред от Юнг през 1801 г. (Приложение III). Той е интерпретиран като свидетелство за вълновата природа на светлината. Тази вълнова природа възниква от ефекта на сумиране на пътищата при намиране на амплитудата (нека не забравяме, че фотонът е микрообект!).

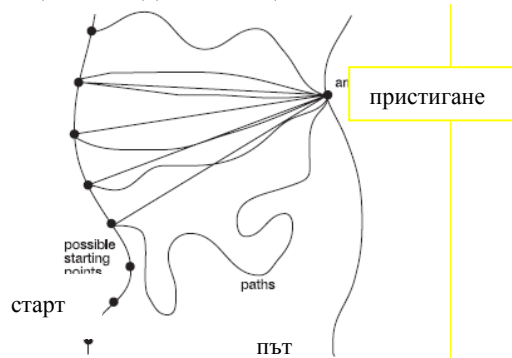
Ако за определеност вземем експеримента с два процепа, трябва да получим амплитудата за всяка точка на екрана:

$$A_1(t), A_2(t), A_3(t), \dots, A_i(t), \dots, A_n(t). \quad (21.9)$$

Тук $A_i(t)$ е амплитудата на частицата, която спира в точка x_i . Амплитудите $A_i(t)$ често се представят като вектори и тази съвкупност $A_1(t), A_2(t), A_3(t), \dots, A_i(t), \dots, A_n(t)$ се нарича вектор на състоянието. Разбира се, точките на екрана са безкрайно множество и са разположени непрекъснато. Така че по-удобно е да представим амплитудата като функция на координата x и времето $t - A(x, t)$. Функцията е също вектор на състоянието, но в повечето случаи я наричат вълнова функция. Смисълът на вълновата функция $A(x, t)$ при подхода на Файнман е *амплитудата на микрообекта в която и да е точка x и в която и да е време t* . Тя се определя от сумата на $A(t)$ по всички възможни начални точки (фиг. 21-3):

$$A(x, t) = \text{const} \left\{ i \left[\sum_{\substack{\text{всички възможни} \\ \text{начални точки}}} \left(\sum_n \left(\frac{1}{\hbar} \int_{t_a}^{t_b} \mathcal{L} dt \right) \right) \right] \right\}. \quad (21.10)$$

При сумирането отчетохме споменатото по-горе, че амплитудата в различните участъци има една и съща абсолютна стойност



Фиг. 21-3. Амплитудата на микрообекта, попаднал в точка x независимо от коя начална точка $x_i, i=1, 2, 3, \dots$, може да се получи като сума по всички възможни пътища с начална точка x_i .

Един от най-значителните приноси на подхода на Файнман е, че той свързва вълновите функции в две различни точки. А именно, ако знаем вълновата функция на електрона $\psi(x_a, t_a)$ и се интересуваме от намирането на функцията $\psi(x_b, t_b)$, трябва да направим изчислението:

$$\psi(x_b, t_b) = \int K[(x_b, t_b), (x_a, t_a)] \psi(x_a, t_a) dx_a. \quad (21.11)$$

На езика на Файнман това означава, че ако знаем амплитудата на електрона с координата x_a в момент t_a , можем да намерим амплитудата (вълновата му функция) в координата x_b в момент t_b . Файнман нарича в интеграла K kernel (ядро). Свързване на вълновите

функции в две различни точки позволява, като се използват файнмановите диаграми (за тях в следващия параграф), да се изчисли резултатът от действието на различни фундаментални сили.

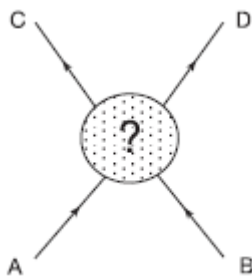
И накрая на този параграф да направим кратко обобщение на някои от основните положения на файнмановата теория:

- Амплитудите имат и размер, и фаза.
- Всеки път има свой принос в амплитудата.
- Цялата амплитуда е сума от амплитудите на всеки път.
- Всички амплитуди на едно събитие имат еднакви абсолютни стойности, но различни фази, зависещи от лагранжиана и формата на пътя.
- Всяка амплитуда определя една възможност, а векторът на състоянието съдържа амплитудите на всички възможности.
- Обикновените правила за вероятностите не са приложими в микросвета на атомните и субатомните частици.
- Теорията развива нов начин за изчисляване, който съгласува експерименталните резултати.
- Вероятността за протичане на дадено събитие е квадратът на абсолютната стойност на амплитудата на това събитие.
- Съгласно файнмановите правила за намиране на амплитудата трябва да бъде отчетен всеки възможен път на събитието; тук са и пътищата, които са далеч от нормалното „класическо“ разбиране.
- Ключът за намиране на амплитудата на даден път е лагранжианът на частицата по този път.
- Това, което виждаме в макросвета (в „реалния“ свят), е усреднение на квантовите ефекти, които са актуални през цялото време.
- Вълновата функция е множество от амплитуди с различни координати.
- Използвайки пътищата на Файнман, можем да определим вълновата функция във фиксирани място и време чрез вълновата функция в други място и време.

§ 21.2. ФУНДАМЕНТАЛНИТЕ СИЛИ И ПОДХОДЪТ НА ФАЙНМАН

Тъй като фундаменталните сили и преносителите им (често наричани съответно обменни сили и обменни частици) са обект на квантовата теория на полето, ще задълбочим малко техния анализ.

Фундаменталните основи на всички експерименти с елементарни частици могат да бъдат илюстрирани с една обобщаваща картина (фиг. 21-4). Експериментът се провежда с две частици А и В, които са създадени по някакъв начин и имат определени енергии и импулси. След реакцията между тях се създават две нови частици С и D (в някои експерименти могат да бъдат и повече), които виждаме в детектора. Между създаването и детектора протича реакцията на експеримента. Тази негова част ние не можем да видим по никакъв начин. На фигурата тя е означена със сфера (в западната литература я наричат *buble* (мехур)). Често наричат сферата *район на неведение*. Ние можем да видим само резултатите от реакцията. Затова целта ни е да намерим вероятностите на различни реакции – при

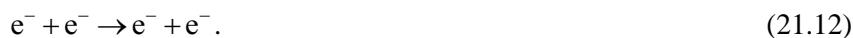


Фиг.21-4. Сфера на незнанието – район на неведение.

дадени А и В каква е вероятността да получим С и D. Ако намерим цялото множество от вероятности за всички възможни реакции, можем да кажем нещо за реакциите вътре в сферата.

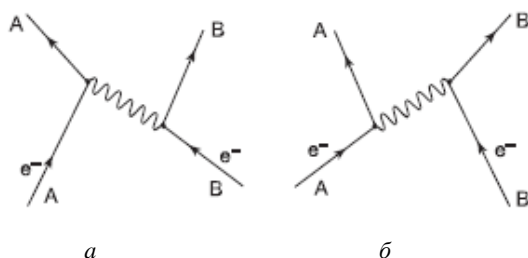
Най-напред този подход е приложен към електромагнитните сили. След продължителен теоретичен анализ и сравнение с експеримента се ражда теорията на *квантовата електродинамика (КЕД)*. За създаването ѝ Файнман, Швингер (Schwinger) и Томонага (Tomonaga) получават Нобелова награда през 1965 г. Теорията е силно математизирана. Тя е абсолютно точна – сравнени са теоретичните данни с експерименталните и е показано тяхното пълно (!) съвпадение до 15 знака след десетичната точка!

Представа за теорията можем да добием, като използваме подхода на Файнман. В КЕД се разглеждат всички възможни реакции, които биха могли да се случат в сферата. Файнман намира отделните амплитуди на всяка възможност. Цялата амплитуда се получава като сума от отделните. Тя ни дава възможност да определим цялата вероятност за реакция. За да е сигурен, че са включени всички възможности, Файнман разработва ефективна картинна техника. Ще илюстрираме с проста реакция на еластично разсейване един от друг на два електрона:



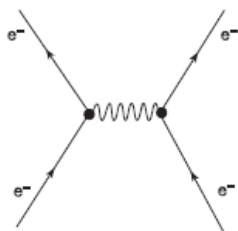
За тази реакция има две възможности и те са показани на фиг. 21-5 чрез диаграми, които се наричат *диаграми на Файнман*. От черните точки (приет е терминът върхове) се емитират или поглъщат фотони. Електроните се доближават един до други и настъпва смущение в тяхното взаимно електромагнитно поле (полето не е показано на фигурата). На фиг. 21-5а частицата В емитира фотон, който се поглъща от А, а на фиг. 21-5б частицата А емитира фотон, който се поглъща от В. Това става в сферата между двата електрона и описаните реакции с фотона представляват нееластично разсейване на двата електрона (да не бъркаме реакцията на нееластичното разсейване с крайния резултат на еластичното разсейване). Фотонът се оформя като резултат от комбинираното взаимодействие на двата електрона – така че и двете диаграми показват какво се случва. Експериментално не можем по никакъв начин да установим кой от случаите се осъществява и затова трябва да

отчетем и двата. И тъй като не можем да различим реда на събитията, сме принудени да нарисуваме единична диаграма, която обединява двете –



Фиг. 21-5. Еластично разсейване на електрони – обмяна на един фотон: *a*) частицата В емитира фотон, който се поглъща от А; *б*) частицата А емитира фотон, който се поглъща от В.

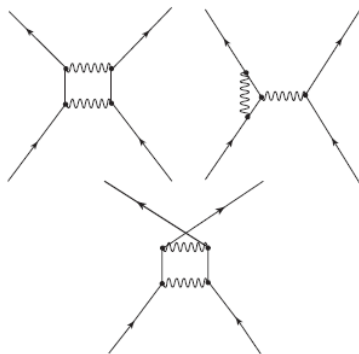
фиг. 21-6. Това е *диаграма на Файнман*. В нея няма времеви смисъл – тя е просто схема на процесите от фиг. 21-5 с различен ред на времето. Освен графично Файнман открива начин да включи двете събития с различен



Фиг. 21-6. Файнманова диаграма.

времеви ред и в самите математически изчисления. Нещо повече той развива точни математични правила за намиране на амплитудата на процесите директно от диаграмите.

Еластичното разсейване на електроните един от друг не е възможно само по начина на диаграмата на фиг. 21-6. На фиг. 21-7 са дадени

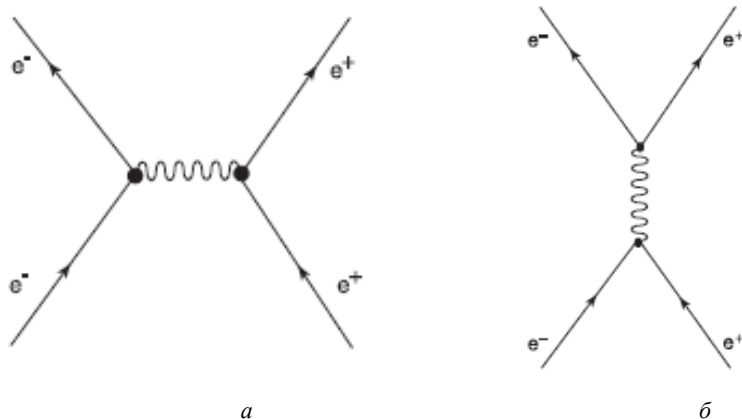


Фиг. 21-7. Някои по-сложни диаграми на Файнман в сравнение с диаграмата на фиг. 21-6.

някои други диаграми на Файнман, които водят до същия резултат. Всяка диаграма изобразява възможност, която може да се случи в сферата.

Очевидно могат да бъдат нарисувани неограничен брой диаграми и те да се включат в изчисленията. Това прави невъзможна задачата за намиране на крайния резултат. За щастие това не е така в КЕД. С увеличаване на сложността на диаграмите се намалява вероятността на събитията в тях. За получаване на резултати, съвпадащи с експеримента, са достатъчни само първите няколко диаграми. Предсказанията на КЕД я правят една от най-точните физични теории. Убедени сме, че вероятността, която намираме, е много акуратна представа за това, което се случва в сферата. Но няма начин да определим коя именно диаграма се осъществява – логично е да считаме, че процесите в тях не могат да протекат едновременно. Всичко, което можем да кажем, е, че смущението на електромагнитното поле (фотонът) е много сложно и всяка диаграма представлява приближение на действителен физичен процес. Само сумирайки резултатите от всички диаграми, получаваме коректен математически отговор, съвпадащ с експеримента.

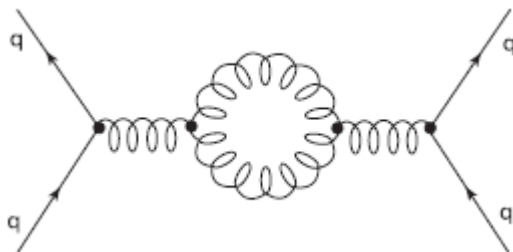
В случай на сили на привличане (например между електрон e^- и позитрон e^+) файнмановата диаграма е същата като на фиг. 21-6 (разбира се, единият електрон e^- трябва да се замени с позитрон – фиг. 21-8а). Въобще всички диаграми за взаимодействието e^-e^- могат да бъдат нарисувани и за e^-e^+ . Обратното обаче не е вярно. Да си спомним от предишните глави, че електронът и позитронът могат да анихилират, раждайки фотон. После този фотон може да се превърне в двойка e^-e^+ . Затова при анализа трябва да включим и съответната на тази реакция диаграма – фиг. 21-8б.



Фиг. 21-8. Взаимодействие на e^- и e^+ : а) диаграма за взаимодействието e^-e^+ , аналогична на диаграмата за взаимодействие e^-e^- ; б) диаграма за аниhilацията e^-e^+ , която не съществува за взаимодействие e^-e^- .

Успехът на КЕД е толкова голям, че теоретиците са се опитали по същия начин да разберат и другите фундаментални сили. И днес има напълно действащи теории за силните и слабите сили.

Да кажем по няколко думи за силното и електрослабото взаимодействие. За силните сили теорията се нарича *квантова хромодинамика (КХД)*. Ако искаме да определим вероятността на два взаимодействащи си кварка, то трябва да започнем с диаграмата на Файнман, такава както на фиг. 21-6. В КХД възникват два проблема. Първият е свързан със зарядите (за кварките те се наричат цветове). *Цветните заряди са три, докато в КЕД имаме два заряда. В КЕД фотонът не е електрически зареден. Но в КХД глюоните имат цветен заряд! Затова фотоните не чувстват електрическите сили, но глюоните чувстват силните сили!* Това води до сложни (странни от гледна точка на КЕД) диаграми. Ние сме принудени да използваме диаграми, подобни на показаната на фиг. 21-9. Бримката (с формата на



Фиг.21-9. Файнманова диаграма, отчитаща действието на силните сили върху глюоните (чрез бримка).

кръгова спирала) отчита действието на силните сили върху глюоните. Второ, силните сили нарастват с разстоянието. Математическото следствие от тези два факта е, че сложните диаграми са по-важни от простите (това следва и от такива диаграми като фиг. 21-9). Но с увеличаване на енергията кварките се приближават в адроните. Те са много близки един с друг и в началото на Вселената, когато енергията е много висока – вж. кварк-лептонния бульон през ерата на кварковата плазма на фиг. 20-13. Когато кварките са близки, силата между тях е много малка – това ни дава възможност да се ограничим само с няколко прости диаграми. При експериментите с висока енергия кварките са близки един с друг и теорията дава много добри резултати.

За слабото взаимодействие в началото е създадена теория, която се оказва подобна на теорията на КЕД. Но тъй като разликата между електромагнитната и слабата сила е значителна, трудностите са големи. Първо, докато електромагнитното смущение е едно (фотонът), в слабото поле има три типа смущения – променливите бозони W^+ , W^- и Z^0 . *Слабата сила променя типа на частицата, а електромагнитната не. Електромагнитна сила е неограничена, т.е. тя е далекодействаща, а слабата действа на много малки разстояния, т.е. тя е късодействаща.* В първоначалната теория W^+ , W^- и Z^0 подобно на фотона са смятани за безмасови частици. Но този вариант не е могъл да обясни късодействието на слабите сили. *(Късодействието на силните сили се дължи на увеличаването на енергията на полето с*

раздалечаването на кварките, което е следствие от това, че глюоните имат цвят; това не е така при слабите сили). Но когато идеята на Хигс била приложена към слабите сили (от Салам и Уайнбърг), се оказва, че третото безмасово смущение Z^0 се разцепва на две частици – масивен бозон Z^0 и фотон. Това доказателство създадо предпоставки за приложение на метода на КЕД в слабите взаимодействия и за обединение на електромагнитната и слабата сила. Създава се обща математична теория за двете сили (електрическата и слабата) – известна като *теория на електрослабото взаимодействие* (споменахме в § 19.5, че тя е създадена от Глешоу, Уайнбърг и Салам).

§ 21.3. ЗА КВАНТОВАТА ТЕОРИЯ НА ПОЛЕТО

За обменните частици

В предпните гл. 19 и гл. 20 и част от гл. 21 дадохме представа как силите действат между частиците. Независимо от вида им винаги съществува силово поле и взаимодействието му с частиците предизвиква смущение в полето. Да повторим: смущението на електромагнитното поле е фотонът, на гравитационното – гравитонът, на слабото – променливите бозони W^+, W^- и Z^0 , и на силното – глюоните. Подчертахме, че глюоните чувстват силните сили! Това води до сложни (странни от гледна точка на КЕД) диаграми. Ние сме принудени да използваме диаграми, подобни на показаната на фиг. 21-9. Бримката (с формата на кръгова спирала) отчита действието на силните сили върху глюоните. Прието е тези смущения да се наричат обменни частици. Обменните частици с изключение на бозоните W^+, W^- и Z^0 са безмасови и виртуални частици. Те (по-скоро) предизвикват взаимодействието, отколкото се появяват (бихме казали) естествено и действително. Самото им име „виртуални частици“ подчертава природата им – виртуалната реалност е симулация на реалността, тя не е реално нещо. Те никога не могат да се наблюдават. Във Файнмановите диаграми те се движат между върховете. Нито една диаграма на Файнман не описва какво става в сферата на незнанието. Всички частици, които влизат във или излизат от сферата на незнанието са виртуални. Единственият начин тези диаграми да описват взаимодействието е да използваме виртуални частици в тях. Виртуалните частици ни дават възможност реално да опишем взаимодействието. Но реално те не съществуват. Не е възможно да намерим и изследваме фотон с енергия, която предизвиква аниhilацията на фиг. 21-8б.

В този параграф ще се опитаме да добием представа за квантовите полета и как те интерпретират елементарните частици. Вселената се състои от различни силови полета, с които си взаимодействат частиците. При взаимодействието се обменя енергия между частиците и полето. Това става посредством частиците преносители (обменните частици). Те са движещо се смущение на полето. В квантовата теория на полето

силовите полета се квантуват. За да разберем как се интерпретират частиците, ще се опитаме да отговорим на въпроса, каква е разликата между електрона и обменната частица фотон. Математическият анализ на квантовите полета показва, че няма много разлика. Според теорията на квантовите полета както има електромагнитно поле със свое смущение фотон, реално е да има и електронно поле със смущение движещ се електрон. И преди да възкликнем, че това е много странно (ние сме свикнали да приемаме електрона като корпускула, като много малка материална трошичка), нека си спомним гл. 4 – той притежава вълнови свойства (както и фотона). В това поле (електронното) освен електрона има и друго смущение – позитрона. Или можем да смятаме, че те (електронът и позитронът) са възбудени състояния на електронното поле, което е нисколежащо (под тях) квантово поле. Да се опитаме да интерпретираме процесите на фиг. 21-8б от тази гледна точка. При аниhilацията енергията (на електронното поле) се предава на електромагнитното поле, което произвежда фотон. Но енергията не остава в електромагнитното поле, а се предава обратно на електронното, произвеждайки двойка електрон–позитрон.

Квантови полета

Квантовото поле се описва с фийнмановите амплитуди, които определят вероятността полето да има различни възбудени състояния. Тези амплитуди на квантовото поле са обобщение на амплитудите, които наричаме вълнови функции в гл. 4. В § 21.1 свързахме вълновите функции с тези амплитуди. Нещо повече, в метода на Фийнман можем да свържем вълновата функция в положение (x_a, t_a) с вълновата функция в (x_b, t_b) (21.10) чрез амплитудата K частицата да премине в крайното положение (x_b, t_b) от всички възможни точки x_a в момент t_a . Да подчертаем, че $K[(x_b, t_b), (x_a, t_a)]$ е сума от амплитудите на прехода от различни точки x_a при t_a в положение (x_b, t_b) .

Квантовото състояние на дадено поле в общия случай се определя от n_1 частици с импулс p_1 , n_2 частици с импулс p_2 и т.н. n_i частици с импулс p_i (да обърнем внимание, че броят на частиците n с импулс p могат да бъдат и нулеви). Това става чрез амплитудата $\Phi(n_1, n_2, n_3, \dots, n_i)$, която определя вероятността полето да има съответните възбудени състояния. Ако искаме да изчислим амплитудата на полето за преминаване от едно състояние в друго

$$\Phi(n_1, n_2, n_3, \dots, n_i) \rightarrow \Phi(m_1, m_2, m_3, \dots, m_i) \quad n_i \neq m_i, \quad (21.13)$$

постъпваме аналогично както в процесите, описвани с (21.10). Но сега полето е многочастично (съставено е от полетата на много частици). В него съществуват различни взаимодействия между тези полета, така че трябва да сумираме по всички междинни състояния и взаимодействия (това са „пътищата“ между две полеви конфигурации). Това са различните „пътища“, представени от K .

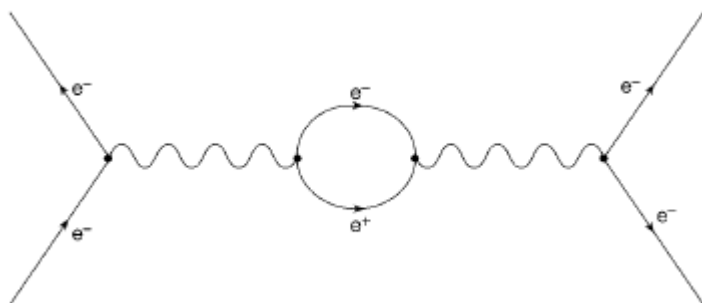
Да обобщим за КТП. Елементарните частици и силовите полета, които изпълват Вселената, се описват с квантови полета. Например кварките и лептоните имат съответно кваркови и лептонни квантови полета, а адроните, които се състоят от кварки, се описват с комбинация от кваркови полета и силови полета на силните сили. Квантовите полета могат да си взаимодействат едно с друго, при което възниква или изчезва смущение обратно в нисколежащото поле. Това са взаимодействията, които виждаме в експеримента между частиците. Всяко взаимодействие е възможен „път“ между различните състояния и му съответства определена амплитуда. За определяне на крайната амплитуда при преминаването от една конфигурация в друга трябва да сумираме тези амплитуди.

Нека тук добавим една съществена разлика между квантовите полета на фермионите (спин $(1/2)\hbar$) и на бозоните (спин $1\hbar$). Вече споменахме за правилото на Паули – да подчертаем, че то се отнася само за фермионите. Правилото утвърждава, че в едно състояние не може да има два фермиона. То налага съществено ограничение на амплитудата на полето на фермионите $\Phi(n_1, n_2, n_3, \dots, n_i)$: n може да бъде само 1 или 0. Такова ограничение няма за квантовото поле на бозоните – те могат да бъдат неограничен брой в едно състояние. Присъствието или отсъствието на ограничението води до съществено физическо последствие. Голям брой бозони в едно и също състояние води до значително по стойност поле – това са електромагнитното и гравитационното поле (те се създават съответно от бозоните фотони и гравитони). Фермионните полета не могат да се създават от множество фермиони и затова не виждаме тяхното поле – те изглеждат като индивидуални частици. *Благодарение на спина квантовите полета на фундаменталните сили са бозонни полета, а квантовите полета на частиците са фермионни.*

Ренормализация

Тук разглеждаме проблем, който на пръв поглед възниква в КЕД (да не забравяме обаче, че в основата на КХД и въобще на квантовите полета лежи КЕД). Проблемът е, че много често в отговорите възникват математически неприемливи резултати, които от гледна точка на тази строга и точна наука са просто глупости. И това е свързано с диаграмите-бримки. Такива за съжаление има не само при силното взаимодействие (фиг. 21-8). Работата е, че съгласно правилата на Файнман (КЕД е удивително успешна теория!) под внимание трябва да се вземат *всички възможни диаграми*, включително и доста странно изглеждащите. Проблемът възниква с електронно-позитронната бримка, показана на фиг. 21-10. Фотонът (виртуален) на фигурата се движи в среда, която съдържа много и различни квантови полета (те не са показани на диаграмата, както не е показано и нисколежащото (фоново) електромагнитно поле). Фотонът взаимодейства с нисколежащото електронно поле и в резултат на това се създава двойката електрон-позитрон (взаимодействието е известно като вакуумна флукутация). Тази двойка както всичко между крайните

възли е виртуална. В сферата на незнанието енергията и импулсът са неопределени. Като последствие в изчисленията трябва да включим всички възможни комбинации на енергията и импулса в тази електроннопозитронна бримка. Това води до безкрайност. Начинът е да



Фиг. 21-10. Една от възможните диаграми-бримки към разсейването на електрон от електрон – в бримката е показано създаването на двойката електрон-позитрон, но може да бъде всяка двойка елементарни частици, например мюон-антимюон.

да спрем при някаква граница „отсечка“ (подобно на решението на уравнението на Н-атом в гл.12). Тогава отговорът зависи от заряда на електрона и стойността на отсечката енергия. Възможно е въз основа на този краен отговор да смятаме, че зарядът на електрона зависи от тази отсечка на енергията:

$$e_f = e + \delta e. \quad (21.13)$$

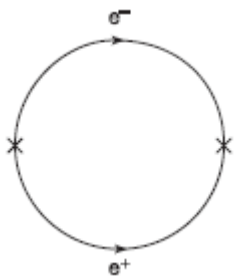
Тук индексът f е от fact, а δe е частта от заряда, която зависи от отсечката на енергията (тази модификация се добавя към заряда на електрон e , често наричан *гол заряд*). Добавката ще нараства с увеличаването на енергията, т.е. на отсечката, и отново ще доведе до безкрайност.

Зарядът на електрона е измерен относително доста точно. Но дали това е действителният заряд, вътрешно присъщ на електрона? Този истински заряд *никога* не може да бъде измерен. Всяко измерване трябва да включва някакво взаимодействие, т.е. в него има виртуален фотон и диаграма бримка, т.е. точно такава диаграма на Файнман, за която искаме да намерим стойността на заряда. Следователно в експеримента за измерване на заряда неминуемо присъства диаграма бримка подобна на тази на фиг. 21-10. Ясно е, че в произволен експеримент по измерване, получаваме e_f , а не e . Но в нито един експеримент за e_f не е получена безкрайно голяма стойност, а крайната величина $1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$. С други думи, e_f е крайна величина и ние можем да използваме в изчисленията тази измерена стойност. И не се опитваме да намерим δe . Този метод се нарича *ренормализация*.

Вакуум

На фиг. 21-10 на една от възможните диаграми на Файнман показахме, че фотонът може да образува (да произведе) електрон-позитронна двойка

от нищо, т.е. от вакуум. Дори ако има обем от пространството, изцяло празен от частици, това не значи, че нисколежащото поле отсъства. Но ако има поле, то присъства и енергията. А тя има флуктуации – с други думи, има вакуумни флуктуации (никакви други частици няма). На фиг.21-11 двойката електрон-позитрон се материализира от вакуум – можем да разглеждаме фигурата като вакуумна фийнманова диаграма. Двете частици са виртуални. Следователно те не могат да се наблюдават. (Не е



Фиг.21-11. Флуктуация на вакуума – в тази „вакуумна диаграма“ x-овете заменят точките на възлите, символизирайки връзката с вакуума а не с някакви други частици.

така в случая, когато те взаимодействат с друга (близко минаваща) частица – тогава тяхната бримка става част от фийнманова диаграма, в която освен двойката фигурира и минаващата частица.) Енергията за създаване на двойката се взема от вакуума и отново се връща в него след изчезването ѝ. Вакуумът чрез своята енергия материализира двойката, т.е. придава маса на частиците ѝ. Тази енергия подобно на голия заряд e не може да бъде измерена, т.е. наблюдавана. Нещо повече, засега тя не може да бъде изчислена – оценките, направени от гледните точки на КТП и на астрономията, се различават с 120 порядъка!

Свойствата на вакуума най-добре се обясняват от теорията SUSI. В нея вакуумът е субстанция със запасената в него енергия, суперструните са бримки на пространството-време.

РЕЗЮМЕ

През 1940 Р. Фийнман не харесва традиционния начин на описание, анализ и интерпретация на квантовата механика и се опитва да преосмисли нещата за себе си. Той създава нов, съвсем различен начин за квантовомеханичните изчисления, свързан с нова интерпретация на експерименталните резултати. Създадената от него елегантна математическа теория, приложена към „простия случай“ на електрон в атом (или на квантов осцилатор), е много по-трудна и значително по-продължителна от известните тогава теории. Но когато бъде приложена към елементарните частици и фундаменталните сили, се получават прекрасни резултати, точно съвпадащи с експерименталните. Затова

във физиката на елементарните частици този начин се използва много по-често от по-рано развития метод на Хайзенберг, Шрьодингер и Бор.

Движението на микрообектите се определя не от вероятността W на събитието, а от величината *амплитуда на събитието* $A \equiv \rho e^{i\theta}$. Амплитудата не само диктува движението, тя определя вероятността $W = |A|^2$. W и A са различни величини. Само вероятността може да бъде измерена, а амплитудата не. Амплитудата е комплексна – има абсолютна стойност и фаза, а вероятността е реално число.

Амплитудата на събитието между две точки е сума от амплитудите на събитието по всички възможни пътища. А в общия случай за амплитудата на събитието в дадена точка трябва да просумираме предходните амплитуди за всяка стартова точка и дадената. В този случай абсолютната стойност на амплитудата е винаги една и съща, а фазата ѝ от всички възможни пътища е просто сума от фазите на отделните пътища k :

$$\theta = \sum_k \frac{1}{\hbar} \int_{t_a}^{t_b} \mathcal{L} dt.$$

Фазата се изразява чрез функцията на Лагранж. Амплитудата като функция на координатите и времето е равна на вълновата функция.

Един от най-значителните приноси на подхода на Файнман е, че той свързва вълновите функции в две различни точки в a $\psi(x_a, t_a)$ и в b $\psi(x_b, t_b)$:

$$\psi(x_b, t_b) = \int K[(x_b, t_b), (x_a, t_a)] \psi(x_a, t_a) dx_a.$$

На езика на Файнман това означава, че ако знаем амплитудата на електрона с координата x_a в момент t_a , можем да намерим амплитудата (вълновата му функция) в координата x_b в момент t_b . Файнман нарича K kernel (ядро). Свързване на вълновите функции в две различни точки позволява, като се използват файнмановите диаграми, да се изчисли резултатът от действието на различни фундаментални сили.

Между създаването на обекти и детектора протича реакцията на експеримента. Тази негова част ние не можем да видим по никакъв начин. Тя се означава като сфера на незнанието (район на неведение). Ние можем да видим само резултатите от реакцията. Затова целта ни е да намерим вероятностите на различни реакции.

Най-напред този подход е приложен към електромагнитните сили. След много теоретичен анализ и сравнение с експеримента се ражда квантовата електродинамика.

Реакциите в терорията на Файнман се показват чрез диаграми, които се наричат диаграми на Файнман. В тях взаимодействието се

осъществява с обменни частици, които се представят с вълниста линия и се емитират или поглъщат от върхове (показват се с черни точки). В КЕД амплитудите на сложните диаграми са значително по-малки от тези на простите. Бримката (с формата на кръгова спирала) отчита действието на силните сили върху преносителите глюони (електромагнитните сили не действат върху преносителите фотони). Силните сили нарастват с разстоянието. Математическото следствие от тези факти е, че сложните диаграми са по-важни от простите.

Успехът на КЕД е толкова голям, че теоретиците са се опитали по същия начин да разберат и другите фундаментални сили. И днес има напълно действащи теории за силните сили (квантова хромодинамика) и слабите сили.

Слабата сила променя типа на частицата, а електромагнитната не. Електромагнитната сила е неограничена, т.е. тя е далекодействаща, а слабата действа на много малки разстояния, т.е. тя е късдействаща. В първоначалната теория W^+ , W^- и Z^0 подобно на фотона са смятани за безмасови частици. Но този вариант не е могъл да обясни късдействието на слабите сили.

Да обобщим за КТП. Елементарните частици и силовите полета, които изпълват Вселената, се описват с квантови полета. Кварките и лептоните имат съответно кваркови и лептонни квантови полета, а адроните, състоящи се от кварки, се описват с комбинация от кваркови полета и силови полета на силните сили. Квантовите полета могат да си взаимодействат, при което смущението възниква или изчезва обратно в нисколежащото поле. Това са взаимодействията, които виждаме в експеримента, между частиците. Всяко взаимодействие е възможно „път“ между различните състояния и му съответства амплитуда. За определяне на крайната амплитуда при преминаването от една конфигурация в друга трябва да сумираме тези амплитуди.

Взаимодействието се осъществява от виртуални обменни частици. Елементарните частици и силовите полета (например на фундаменталните сили на взаимодействие), които изпълват Вселената, се описват с квантови полета, а те с файнмановите амплитуди, които определят вероятността полето да има различни възбудени състояния. Тези амплитуди на квантовото поле са обобщение на амплитудите, които наричаме вълнови функции в гл. 4. Квантовите полета могат да си взаимодействат едно с друго, при което смущението възниква или изчезва обратно в нисколежащото поле. Това са взаимодействията, които виждаме в експеримента между частиците. Всяко взаимодействие е възможно „път“ между различните състояния и му съответства определена амплитуда. За определяне на крайната амплитуда при преминаването от една конфигурация в друга трябва да сумираме тези амплитуди.

Принципът на Паули налага съществено ограничение на амплитудата на полето на фермионите $\Phi(n_1, n_2, n_3, \dots, n_i)$: n може да бъде само 1 или 0. Такова ограничение няма за квантовото поле на бозоните – те могат да бъдат неограничен брой в едно състояние. Голям

брой бозони в едно и също състояние води до значително по стойност поле – това се електромагнитното и гравитационното поле (те се създават съответно от бозоните фотони и гравитони). Фермионните полета не могат да се създават от множество фермиони и затова не виждаме тяхното поле – те изглеждат като индивидуални частици. Благодарение на спина квантовите полета на силите са бозонни полета, а квантовите полета на частиците са фермионни.

Съгласно правилата на Файнман (КЕД е удивително успешна теория!) под внимание трябва да се вземат всички възможни диаграми, включително и доста странно изглеждащите. Това води до безкрайност и за да я няма се налага ренормализация. Начинът е да спрем при някаква граница, „отсечка“ на стойността, на енергията.

Фотонът може да образува (да произведе) електрон-позитронна двойка от нищо, т.е. от вакуум. В обем от пространството, изцяло празен от частици, има нисколежащо поле. Това поле има енергия. А тя има флуктуации – с други думи, има вакуумни флуктуации. Двойката електрон-позитрон може да се материализира от фотон във вакуум. Двете частици са виртуални. Енергията за създаване на двойката се взема от вакуума и отново се връща в него след изчезването им. Вакуумът чрез своята енергия материализира двойката, т.е. придава маса на частиците ѝ. Тази енергия подобно на голия заряд e не може да бъде измерена, а по-общо казано – наблюдавана.

Най-добре обяснява вакуума теорията SUSI със своите суперструни. Вакуумът със запасената в него енергия е включен в тази теория и суперструните се трактуват като бримки на пространството-време.

ВЪПРОСИ

1. Как се определя вероятността на едно събитие в подхода на Файнман?
2. Каква е връзката между амплитуда и вероятност?
3. Как се получава амплитудата на събитието между две точки. ?
4. Как в общия случай се получава амплитудата на събитието в дадена точка?
5. Какви са абсолютната стойност и фазата на амплитудата в различни точки?
6. Как амплитудата обяснява вълновите свойства на микрообектите?
7. Каква е връзката между амплитудата и вълновата функция?
8. Какво свързва ядрото в теорията на Файнман?
9. Какво е сфера на незнанието (район на неведението)?
10. Какво е квантова електродинамика?
11. Имат ли диаграмите на Файнман времеви смисъл?
12. Различават ли се диаграмите на взаимодействията e^-e^- и e^-e^+ ?
13. Каква е ролята на сложните диаграми в КЕД?
14. Каква е ролята на сложните диаграми в КХД?

15. Каква е разликата в действието на електромагнитните и силните сили върху техните преносители?
16. Защо се появява бримка в диаграмите на Файнман?
17. На какво се дължи късодействието при силните сили?
18. На какво се дължи късодействието при слабите сили?
19. Как в КТП се интерпретират елементарните частици?
20. Има ли разлика в КТП между елементарните частици и силовите полета?
21. По какво се различават квантовите полета на фермионите и на бозоните?
22. Защо трябва да правим ренормализация в КТП?
23. Какво е гол заряд?
24. Какво е вакуум според КТП?

ЗАДАЧИ

В тази глава се дава елементарна представа за квантовите полета и тя няма да се илюстрира със задачи.