

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МЕЗОАТОМЫ

М. И. Подгорецкий

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Остановка отрицательных мезонов в веществе сопровождается, как известно, образованием мезоатомов — систем, аналогичных водородоподобным атомам, с той только разницей, что роль электронов в мезоатомах играют мезоны. Образование мезоатома обусловлено кулоновским взаимодействием между отрицательным мезоном и положительным ядром. Попав на один из мезоатомных уровней, мезон может затем переходить на более низкие уровни, излучая в большинстве случаев относительно жёсткие фотоны. Распад мезона или захват его ядром происходит, как правило, только после того, как мезон окажется на нижнем уровне, т. е. на K -оболочке мезоатома.

Наличие мезоатомной стадии накладывает своеобразный и очень глубокий отпечаток на процессы ядерного захвата и распада отрицательных мезонов. Это обстоятельство является главной причиной, обусловившей появление довольно большого числа работ, связанных прямо или косвенно с изучением свойств мезоатомов. Исследование мезоатомов интересно и само по себе, поскольку в этой области мы встречаемся не только с повторением, в других масштабах, свойств атома водорода, но также и с рядом существенных отличий. Открытие новых типов мезонов делает всю проблему в целом ещё более актуальной и требующей дальнейшей детальной разработки.

Общие положения настоящего обзора относятся, как правило, к отрицательным мезонам любого типа. Более детальные замечания, особенно замечания, связанные с численными оценками, относятся только к μ - и π -мезонам, если специально не оговорено противное.

§ 2. МЕХАНИЗМ ЗАХВАТА МЕЗОНОВ КУЛОНОВСКИМ ПОЛЕМ ЯДЕР И ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОАТОМОВ

Теория этого явления развита в ¹ и ² (см. также ³, стр. 257) применительно к захвату свободного электрона протоном, т. е. тяжёлым кулоновским центром заряда e . Захват предполагается радиационным, т. е. сопровождающимся излучением фотона. Переход

к интересующему нас случаю захвата мезона осуществляется простой заменой массы электрона m на массу мезона M и заряда e на заряд ядра Ze^*).

Если кинетическая энергия мезона E много больше энергии связи мезоатома

$$W = \frac{MZ^2e^4}{2\hbar^2} \approx 3000 \cdot Z^2 \text{ эв}, \quad (1)$$

то захват возможен только на уровни с нулевым орбитальным моментом ($l=0$), причём эффективное сечение захвата на оболочку с главным квантовым числом n равно

$$\sigma_n = \frac{2^7 \pi Z^2 \hbar e^2 \lambda^5}{3M^2 c^3 n^3}, \quad (2)$$

где λ — длина волны мезона, выраженная в средних радиусах мезоатомной K -оболочки

$$r = \frac{\hbar^2}{MZe^2} \approx \frac{2 \cdot 10^{-11}}{Z} \text{ см.} \quad (3)$$

Вероятность захвата быстро растёт с уменьшением скорости мезонов, оставаясь, однако, очень малой по абсолютной величине во всей области применимости соотношения (2). Даже при $E \sim W$ (т. е. при $\lambda \sim 1$) σ равно по порядку величины ядерному геометрическому сечению. С другой стороны, ионизационный пробег мезона, обладающего энергией $E \sim W$, составляет лишь ничтожную часть ядерного пробега. Можно поэтому заключить, что подавляющая часть мезонов замедляется (не захватываясь) по крайней мере до таких скоростей, когда ионизация становится уже невозможной. Процесс замедления на этом не заканчивается, так как дальнейшие потери энергии могут быть вызваны другими процессами (упругими столкновениями с атомами и т. д.). Оценки, приведённые в ряде работ (см., например, ⁴ и ⁵), показывают, что в плотных веществах мезоны успевают замедлиться до скоростей, значительно меньших скорости движения орбитальных электронов, и только затем захватываются кулоновским полем ядер. Время замедления от момента прекращения ионизации до образования мезоатома имеет по этим оценкам порядок 10^{-13} сек. **).

*) При захвате мезонов возможен и конверсионный механизм, связанный с излучением не фотона, а одного из электронов, входящих в состав электронной оболочки атомов (см. § 5). Это обстоятельство практически не отражается на проводимых ниже оценках.

**) Очень грубая экспериментальная оценка времени замедления вытекает из того, что никогда не наблюдался распад остановившихся отрицательных π -мезонов. Так как время жизни π -мезонов составляет $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ сек., то можно заключить, что время замедления во всяком случае меньше, чем 10^{-10} сек.

Захват мезонов происходит, таким образом, при малых кинетических энергиях, когда $E \ll W$. В работах ¹ и ² показано, что при этих условиях становится возможным и весьма вероятным захват на уровне с большими значениями орбитального момента l . К сожалению, здесь уже нарушается полная аналогия с задачей о захвате электрона протоном, так как существенную (и для разных атомов — существенно разную) роль может играть электронная оболочка, поскольку энергия связи электронов в атомах того же порядка или даже больше кинетической энергии мезонов.

Следует иметь в виду и то, что при рассмотрении захвата мезонов ядро нельзя уже считать точечным кулоновским центром. Связанная с этим обстоятельством поправка также должна зависеть от Z , так как, например, для $Z = 1$ радиус мезоатомной K -оболочки всё ещё раз в сто больше радиуса ядра, а для $Z \approx 30$ оба радиуса имеют уже примерно одинаковую величину. Не исключена поэтому возможность, что соотношение между вероятностями захвата на различные мезоатомные оболочки существенно зависит от Z .

Многие эксперименты поставлены так, что замедление мезонов происходит в среде, содержащей ядра различных элементов. Возникает поэтому естественный вопрос о соотношении между вероятностями кулоновского захвата мезонов ядрами с тем или иным значением Z . Здесь могут быть два существенно различных случая: захват в химическом соединении и захват в механической смеси.

Для химических соединений вероятности кулоновского захвата мезонов ядрами каждой из компонент пропорциональны соответствующему атомному номеру Z (см. ⁵). Исключением является захват в соединениях, содержащих изотопы водорода, например, захват в парафине (C_nH_{2n}). Мезон в совокупности с захватившим его ядром водорода образует нейтральную систему, размеры которой примерно в 250 раз меньше размеров водородного атома.

Рассматриваемая система (мезопротон) диффундирует внутри вещества и ввиду отсутствия связанной с ней электронной оболочки может подойти очень близко к ядру углерода, которое «перехватывает» мезон. В результате такого процесса мезон, захваченный первоначально протоном, оказывается в конце концов на одной из мезоатомных оболочек углерода или какого-нибудь другого ядра, входящего в состав химического соединения. Экспериментально существование эффекта «перехвата» установлено с большой надёжностью (см. ⁶⁻¹²)*).

*) Ядерный захват остановившихся отрицательных π -мезонов в водороде и дейтерии сопровождается, как известно, образованием γ -лучей с энергией порядка 100 мегавольт, в то время как захват более сложными ядрами связан с ядерными расщеплениями и не сопровождается γ -излучением большой энергии. Захват в парафине (C_nH_{2n}) и LiH также не приводит к образованию γ -лучей, что и свидетельствует о наличии «перехвата».

Рассмотрим теперь захват мезонов в механических смесях. Практически, пожалуй, единственным, но зато очень важным примером может служить пока только захват в фотоэмульсии, представляющей собой механическую смесь из желатины и зёрен AgBr , имеющих размеры порядка десятых долей микрона.

Выше уже отмечалось, что от момента прекращения ионизации до момента захвата проходит время не больше 10^{-13} сек. Если даже предположить, что мезон движется в течение всего этого времени прямолинейно со скоростью, близкой к орбитальной скорости внешних электронов (10^8 см/сек), то и тогда он сможет сместиться всего лишь на 10^{-5} см, т. е. меньше, чем на длину кристалла AgBr . Так как на самом деле скорость мезона всё время уменьшается и движение мезона имеет диффузионный характер (это — главное), то истинное смещение должно быть во много раз меньше. Аналогичный (во всяком случае — не противоречащий) результат можно получить и из диффузионных оценок, проведённых в ¹³.

Следует поэтому считать, что захват мезона происходит именно в той части смеси, в которой данный мезон перестаёт производить ионизацию. Из этого, в свою очередь, вытекает, что соотношение вероятностей захвата определяется соотношением удельных ионизационных потерь при малых скоростях в различных компонентах механической смеси*). Такое заключение примерно согласуется с результатами опытов по наблюдению электронов распада при остановке отрицательных μ -мезонов в фотоэмульсии.

§ 3. СВОЙСТВА МЕЗОАТОМА. ЯДЕРНЫЙ ЗАХВАТ И РАСПАД ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

Структура мезоатома определяется в основном кулоновским взаимодействием. Наличие специфического ядерного взаимодействия в большинстве случаев сколько-нибудь существенно не сказывается. Действительно, ядерное взаимодействие π -мезонов с нуклеонами происходит в интересующем сейчас нас отношении примерно так же, как и взаимодействие электрических зарядов с электромагнитным полем: нуклеоны способны поглощать либо испускать π -мезоны, но не притягивать их или отталкивать**). Возможные энергетические уровни мезоатома определяются поэтому обычным кулоновским полем, а наличие ядерного взаимодействия приводит только к тому, что мезон может с той или иной вероятностью быть захваченным ядром. В итоге имеет место некоторое (иногда — очень большое) уширение всех уровней, в том числе и основного уровня мезоатома.

*) Аналогичные соображения приведены в ^{14, 15}.

***) В случае μ -мезонов ядерное взаимодействие вообще пренебрежимо мало по сравнению с кулоновским (см., например, ¹⁶).

Рассмотрим некоторые особенности в структуре мезоатома, связанные с влиянием конечных размеров ядра. Известно, что даже в случае обычной электронной оболочки правильное понимание природы изотопического смещения уровней возможно только при учёте конечных размеров ядра. Такой учёт тем более необходим при анализе свойств мезоатомов, размеры которых примерно в $250Z$ раз меньше размеров атома водорода. В этих условиях ядро нужно рассматривать, вообще говоря, не как точечный кулоновский центр, а как совокупность зарядов, распределённых непрерывно и в первом приближении равномерно внутри сферы радиуса $R \sim 1,4 \times 10^{-13} A^{1/3}$ см.

Для уровней с большими главными квантовыми числами, особенно при малых атомных номерах Z , радиусы мезоатомных оболочек оказываются всё же в несколько десятков раз большими радиуса ядра. В этих случаях влияние конечных размеров ядра следует рассматривать как поправку, приводящую к довольно сильно выраженному смещению уровней типа изотопического смещения. Величина смещения ΔW может быть просто вычислена применением теории возмущений. Для уровня с квантовыми числами n и l смещение

$$\Delta W_{nl} = \int \psi_{nl}^*(r) [\Delta U(r)] \psi_{nl}(r) dr, \quad (4)$$

где $\psi_{nl}(r)$ — невозмущённая волновая функция рассматриваемого состояния, а $\Delta U(r)$ — разность между кулоновским потенциалом точечного заряда Ze и тем потенциалом распределённых зарядов, который имеется фактически.

Так как $\Delta U(r) \neq 0$ только внутри ядра, то величина поправки ΔW_{nl} существенно зависит от поведения волновой функции $\psi_{nl}(r)$ вблизи $r = 0$. В частности, если $l \neq 0$, то $\psi_{nl}(0) = 0$ и поправка первого приближения близка к нулю, т. е. смещение практически отсутствует. Если, наоборот, орбитальный момент $l = 0$, то невозмущённая волновая функция конечна в нуле, что приводит к заметному смещению уровней. Например, уровень $2S$ оказывается выше уровня $2P$ на величину порядка десятков или сотен электрон-вольт даже в случае малых Z .

Уже для $Z \approx 15 \div 20$ поправка ΔW становится примерно равной самой величине W и формула (4) перестаёт быть справедливой. Это и неудивительно, так как при $Z \sim 30$ радиус мезоатомной K -оболочки оказывается равным радиусу ядра, а в конце периодической системы радиус K -оболочки, рассчитанный в соответствии с (3), получается в несколько раз меньшим радиуса ядра. Из этого следует, что в случае больших Z и малых n модель точечного кулоновского центра не может быть использована даже в качестве нулевого приближения.

Значительно более близкой к истине оказывается модифицированная модель Томсона, согласно которой отрицательный мезон

движется внутри равномерно заряженного положительного шара. Потенциал $U(r)$ пропорционален в этом случае квадрату расстояния мезона от центра шара. Поведение мезона должно быть поэтому близким к поведению трёхмерного симметричного осциллятора; энергетические уровни, в частности, должны быть расположены почти эквидистантно. Следует, конечно, иметь в виду, что и модель Томсона является только грубым приближением к действительности. Отступления от неё довольно велики даже для основного уровня и больших Z . Более подробное рассмотрение этого вопроса проведено в ¹⁶.

Некоторые сведения о структуре мезоатома можно получить из сравнения экспериментальных данных по ядерному захвату и распаду отрицательных μ -мезонов, останавливающихся в различных веществах. Бесспорные теоретические оценки (см. §§ 4, 5) показывают, что времена мезоатомных переходов исчезающе малы по сравнению с «распадным» временем жизни μ -мезонов ($\tau_p = 2,2 \cdot 10^{-6}$ сек.). Поэтому, если отрицательный μ -мезон попадает первоначально даже на одну из внешних оболочек, в конце концов он всегда оказывается на K -оболочке мезоатомов, после чего либо захватывается ядром, либо распадается, причём оба процесса протекают независимо друг от друга. Можно, следовательно, утверждать, что время жизни μ -мезона τ удовлетворяет соотношению

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_{\text{зах}}},$$

а доля мезонов, претерпевших распад,

$$\alpha = \frac{\tau_{\text{зах}}}{\tau_p}.$$

Измерение времени жизни τ либо доли распадающихся (или захватываемых) мезонов позволяет поэтому определить вероятность ядерного захвата в единицу времени ($1/\tau_{\text{зах}}$) как функцию атомного номера Z и провести затем сравнение с теоретически ожидаемой зависимостью, вид которой определяется структурой основного состояния мезоатома.

Рассмотрим сначала случай лёгких ядер, радиус которых много меньше радиуса мезоатомной K -оболочки. Захват отрицательных μ -мезонов происходит, как известно, по схеме $\mu^- + p \rightarrow n + \bar{\nu}$ нейтрино (см., например, ¹⁸) и осуществляется только на протонах. Вероятность захвата пропорциональна поэтому числу протонов в ядре, т. е. атомному номеру Z . Вероятность захвата пропорциональна, кроме того, квадрату волновой функции μ -мезона вблизи ядра, т. е. величине $|\psi_{10}(0)|^2$. Так как радиус K -оболочки изме-

^{*}) Вопрос о соотношении между вероятностями распада и захвата остановившихся отрицательных μ -мезонов очень подробно рассмотрен в обзорной работе ¹⁷.

няется с атомным номером как $1/Z$, то $|\phi_{10}(0)|^2 \sim Z^3$, из чего следует, что искомая вероятность захвата

$$\frac{1}{\tau_{\text{зах}}} \sim Z \cdot Z^3 \sim Z^4 *). \quad (5)$$

Сказанное справедливо только в предельном случае малых Z . В противоположном крайнем случае очень больших Z K -оболочка мезоатома расположена целиком внутри ядра. Средний радиус, равно как и все остальные характеристики волновой функции мезона, определяется в этом случае только плотностью распределения положительного заряда ядра. Так как последняя в первом приближении одинакова для всех тяжёлых ядер, то вероятность захвата также не должна зависеть от Z .

Подводя итоги, можно сказать, что вероятность захвата в области лёгких ядер должна возрастать как Z^4 , после чего зависимость становится более слабой и соответствующая кривая выходит в конце концов на «плато». Следует, впрочем, оговориться, что последнее утверждение справедливо только в практически не осуществляющемся пределе; в действительности даже самые тяжёлые из реально существующих ядер расположены не на «плато», а в переходной области. Точные значения вероятностей захвата отрицательных μ -мезонов различными ядрами, вычисленные в предположении о равномерном распределении электрического заряда внутри ядра, приведены в ¹⁶.

В проведённых в этой связи экспериментах исследуется либо распад μ -мезонов (в случае малых Z), либо ядерный захват (элементы середины и конца периодической системы). В измерениях используются схемы запаздывающих совпадений, содержащие обычные счётчики, если регистрируются электроны распада или счётчики сцинтилляционные, регистрирующие нейтроны (и, быть может, фотоны), сопровождающие ядерный захват μ -мезонов. Результаты свидетельствуют о хорошем количественном согласии с теорией в области лёгких и средних ядер, вплоть до меди (см. ^{20, 21} и обзоры ²² и ¹⁷). Для тяжёлых ядер измеренная экспериментально вероятность захвата оказывается в $2 \div 3$ раза меньше вычисленной в ¹⁶. Это и не удивительно, так как вычисления исходят из чрезвычайно упрощённой модели, не учитывающей даже таких феноменологических факторов, как неравномерность распределения электрического заряда в ядре и уменьшение отношения числа протонов к числу нейтронов по мере увеличения атомного номера Z . Проведённые в ²³ более точные вычисления хорошо согласуются с опытом и в области тяжёлых ядер, причём не только с точки зрения общего хода явления, но и в деталях. Теория объясняет, например,

*) При захвате отрицательных π -мезонов ожидается, в общем, такая же зависимость от Z (см., например, ¹⁹).

относительно очень небольшое ($20 \div 30\%$) различие в вероятностях ядерного захвата в Hg ($Z = 80$) и Pb ($Z = 82$), связанное с наличием ядерных оболочек (см. ²¹⁻²³). Захват мезонов выступает здесь как средство для изучения структуры ядра.

Выше было показано, что наличие мезоатомной стадии приводит к возможности ядерного захвата отрицательных мезонов и определяет соотношение между вероятностями захвата и распада. Что же касается самого механизма распада, то в основном он остаётся прежним, таким же, как и при распаде положительных мезонов.

Следует, однако, подчеркнуть, что некоторые, иногда довольно важные детали могут существенно измениться. Суть дела сводится к тому, что распадающийся мезон находится на K -оболочке мезоатома, т. е. не покоится, а движется относительно лабораторной системы координат. Раз так, то изменяются в силу эффекта Доплера кинематические характеристики распада, изменяются, например, время жизни мезона и энергия продуктов распада ²⁴. Вообще говоря, эффекты этого рода невелики, во всяком случае для лёгких ядер, так как энергии связи различных мезоатомов обычно малы по сравнению с собственными энергиями мезонов (Mc^2) и кинетическими энергиями частиц распада. Всё же в некоторых случаях с ними приходится считаться.

Рассмотрим, например, возможный распад отрицательного τ -мезона на три π -мезона*). Наиболее характерной чертой распада τ -мезона, положенной даже в основу его идентификации, является компланарность следов продуктов распада, являющаяся следствием равенства нулю полного импульса (распад остановившегося мезона). Это безусловно верно, если речь идёт о распаде положительных τ -мезонов. Но для отрицательных τ -мезонов полный импульс не равен нулю, и компланарность может нарушиться. Элементарные оценки, основанные на сравнении величин импульса τ -мезона в момент распада и импульсов образующихся π -мезонов, показывают, что даже в случае мезоуглерода (ядро C + отрицательный τ -мезон), средний угол некомпланарности (т. е. угол между траекторией одного из π -мезонов и плоскостью, образованной траекториями двух остальных π -мезонов) составляет $3 \div 6^\circ$.

Для мезоазота и мезокислорода некомпланарность выражена ещё сильнее, а для мезоброма и мезосеребра всякие следы компланарности вообще исчезают**). Точность, с которой может быть

*) В настоящее время не известно, осуществляется ли такой процесс в действительности, так как во всех случаях распада τ -мезона в фотоэмульсии знак его не удавалось определить. О τ -мезонах см., например, ²⁵.

***) Для мезопротона некомпланарность практически не может быть замечена. Однако образование внутри эмульсии мезопротона сопровождается, как это отмечалось уже выше, «перехватом» мезона одним из более тяжёлых ядер желатины (С, N, O). Кроме того, само образование мезопротона происходит очень редко, так как вероятность кулоновского захвата мезона пропорциональна Z .

установлена компланарность при распаде τ -мезона в фотоэмulsion, составляет $1 \div 2^\circ$. Можно поэтому утверждать, что значительная часть случаев распада отрицательных τ -мезонов (если такие случаи вообще осуществляются) не удовлетворяет принятому в настоящее время критерию отбора и что поиски этих случаев предполагают отказ от требования компланарности.

§ 4. РАДИАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Захват медленного мезона на один из мезоатомных уровней и последующие переходы на более низкие уровни сопровождаются излучением относительно жестких фотонов. В той области, где размеры ядра ещё малы по сравнению с размерами мезоатомных оболочек, система термов аналогична системе термов водородоподобных атомов, т. е.

$$W_n = \frac{MZ^2e^4}{2\hbar^2n^2}, \quad (6)$$

где n — главное квантовое число. Как видно из (6) для $Z \sim 10$ переходы между нижними уровнями связаны с излучением фотонов, энергия которых составляет сотни килоэлектронвольт, а для $Z \sim 50$ энергия увеличивается до нескольких миллионов электронвольт. Учёт конечных размеров ядер не изменяет порядка величины энергии рассматриваемых фотонов.

Вероятности радиационных переходов определяются такими же выражениями, как и вероятности соответствующих оптических переходов в атоме водорода. Например, время жизни для перехода с уровня $2P$ на основной уровень $1S$

$$\tau = 0,16 \frac{m}{MZ^4} \cdot 10^{-8} \text{ сек. } *). \quad (7)$$

Для переходов между более высокими уровнями время жизни увеличивается, оставаясь, однако, во всех случаях пренебрежимо малым по сравнению с «распадным» временем жизни всех известных сейчас видов заряженных мезонов.

Что касается правил отбора, то они полностью аналогичны соответствующим оптическим правилам для дипольных электрических переходов. Иными словами, возможны только такие переходы, при которых

$$\Delta l = \pm 1 \text{ и } \Delta m = 0, \pm 1,$$

где m — магнитное квантовое число **). В качестве примера ука-

*) См. 26, стр. 238.

**) Мы не рассматриваем здесь релятивистских правил отбора, так как релятивистские эффекты (тонкая структура уровней мезоатома и т. д.) не играют существенной роли в интересующих нас сейчас вопросах. Отметим только, что в этом отношении поведение π -мезонов (частица со спином нуль) должно отличаться от поведения μ -мезонов (полуцелый спин). Очень интересные соображения о влиянии поляризации вакуума на тонкую структуру мезоатомов развиты в 27.

жем, что радиационный однофотонный переход с уровня $2S$ запрещён, так как угловой момент конечного состояния $1S$ также равен нулю.

Каждый мезон, захваченный кулоновским полем ядра, рано или поздно достигает нижних оболочек мезоатома (K или L). Поэтому остановка отрицательного мезона в веществе с большим атомным номером Z должна сопровождаться излучением одного-двух γ -квантов с энергией $W \sim 1 \div 5 \text{ Мэв}$, что может быть обнаружено по образованию комптоновских электронов или электронно-позитронных пар. Сказанное подтверждается результатами экспериментальных работ²⁸ и ²⁹. Установка представляла собой в обоих случаях камеру Вильсона, содержащую тонкие пластинки свинца (или железа), предназначенные для остановки μ -мезонов космических лучей. Выяснилось, что при общей толщине свинцовых пластинок около $1 \div 2 \text{ см}$ примерно 30% остановок отрицательных μ -мезонов сопровождается образованием комптоновских электронов или пар с энергией в несколько мегаэлектронвольт. Такой результат согласуется по порядку величины с ожидаемым.

Аналогичный вывод получен и в работе³⁰, в которой регистрация γ -квантов, сопровождающих остановку отрицательных μ -мезонов в свинце, производилась при помощи сцинтилляционного счётчика, а также в работе³¹. Не исключена, правда, возможность, что некоторая часть наблюдаемых γ -квантов образуется не при мезоатомных переходах, а за счёт высвечивания ядер возбуждённых при ядерном захвате μ -мезонов.

Значительно более надёжные и однозначные результаты получены при исследовании с помощью сцинтилляционных счётчиков остановок отрицательных мезонов в лёгких веществах (см.³²⁻³⁴). В работе³² изучался радиационный переход $2P \rightarrow 1S$ при остановке μ^- -мезонов космических лучей в углероде, причём не только регистрировался сам факт излучения соответствующего фотона, но и измерялась его энергия. Последняя оказалась равной примерно 80 кэв , что прекрасно согласуется с теоретическим предсказанием (77 кэв). Квантовый выход, т. е. число интересующих нас фотонов, приходящееся на один акт захвата μ -мезона, близок к единице. Аналогичные результаты были получены в работе³³, посвящённой исследованию фотонов, связанных с радиационными переходами $2P - 1S$ при остановке отрицательных π -мезонов в Be , C и H_2O (т. е. фактически в кислороде). Существенное отличие состоит в том, что квантовый выход оказался значительно меньше, а именно $0,13 \pm 0,03$ для углерода и $0,21 \pm 0,07$ для кислорода. Уменьшение величины квантового выхода означает, что в отличие от μ -мезона, π -мезон, находящийся на уровне $2P$, может испытать не только радиационный переход на уровень $1S$, но и непосредственный ядерный захват.

Из сопоставления экспериментальных данных с известным временем жизни (τ) для радиационного перехода следует, что время жиз-

ни по отношению к ядерному захвату с уровня $2P$ составляет примерно $3 \cdot 10^{-16}$ сек. в случае кислорода и $5,7 \cdot 10^{-16}$ сек. в случае углерода. Это согласуется по порядку величины с теоретическими оценками, которые можно получить на основании ряда работ (см., например, ¹⁹).

Отметим также, что с точки зрения уже рассмотренной выше простейшей теории (ядро — равномерно заряженная сфера и т. д., см. ¹⁶) следует ожидать, что квантовый выход для углерода должен быть, вопреки экспериментальным данным, больше, чем для кислорода. Авторы ³³ связывают это расхождение с особенностями структуры ядра кислорода (замкнутые ядерные оболочки). С аналогичным положением мы уже встречались выше при сравнении вероятностей ядерного захвата отрицательных μ -мезонов в свинце и ртути.

§ 5. КОНВЕРСИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ *)

При остановке отрицательных π - и μ -мезонов в фотоэмульсии примерно в $20 \div 30\%$ случаев наблюдаются следы медленных электронов, начинающиеся в той точке, где оканчивается след мезона (см. ¹⁵ и ³⁵⁻⁴¹ **). Энергия этих электронов, определяемая довольно грубо по пробегу в эмульсии, заключена в интервале от $10 \div 20$ кэв до $100 \div 150$ кэв. Изредка встречаются и электроны с энергией в несколько сот килоэлектронвольт. Резко выраженная нижняя граница ($E \sim 15 \div 20$ кэв) обусловлена, повидимому, чисто аппаратными причинами. Действительно, при $E \sim 10 \div 15$ кэв длина следа электрона в фотоэмульсии составляет примерно $2 \div 3$ микрона, что затрудняет надёжную идентификацию.

При ещё меньших энергиях идентификация практически уже невозможна. Вид энергетического спектра (быстрый и монотонный спад при увеличении энергии) примерно одинаков как в случае захвата μ^- -мезонов, так и захвата π^- -мезонов. В некоторых, довольно редких случаях наблюдается образование двух-трёх, а иногда даже и большего числа медленных электронов, следы которых исходят из одной точки.

Наиболее точные и подробные данные (см. таблицу I) получены в работе ⁴¹, в которой исследовано 1000 остановок отрицательных μ -мезонов в эмульсии Илфорд G-5.

Хорошо известно, что кулоновский захват отрицательного μ -мезона в желатине сопровождается, как правило (с вероятностью $\sim 90\%$), распадом, в то время как мезоны, захваченные в AgBr,

*) В принципе, кроме радиационных и конверсионных переходов, возможны также и некоторые другие типы переходов, осуществляющиеся, однако, с очень малой вероятностью (см. ¹⁶).

***) В ⁴² наблюдался один такой случай при остановке отрицательного μ -мезона в газе внутри камеры Вильсона.

Таблица I

№ п/п	Явление, сопровождающее остановку μ -мезона	Число случаев (из 1000)	
1	Быстрый электрон	341	
2	Быстрый электрон, сопровождаемый одним медленным электроном . .	16	} 17 } 358 захватов в желатине
3	Быстрый электрон, сопровождаемый двумя медленными электронами . .	1	
4	Остановка без каких-либо вторичных частиц	355	} 255 } 610 захватов, происшедших в основном в AgBr
5	Один медленный электрон	180	
6	Два медленных электрона	57	
7	Три медленных электрона	18	
8	Остановки, сопровождаемые ядерными расщеплениями	32	
9	Полное число остановок	1000	

практически никогда не распадаются (см., например, ¹⁷). Наличие или отсутствие релятивистского электрона распада является поэтому признаком, указывающим с большой степенью надёжности, где именно (в желатине или в AgBr) произошла остановка отрицательного μ -мезона. Одновременное появление следов релятивистского и медленного электронов означает образование медленного электрона при остановке μ -мезона внутри желатины, причём при остановке, не сопровождаемой ядерным захватом. Из таблицы I следует, что вероятность такого процесса составляет примерно 5%. В то же время вероятность образования медленного электрона при остановке μ^- -мезона в AgBr равна

$$\frac{255}{610 - \frac{0,1}{358}} = 42\%,$$

т. е. во много раз больше.

Рассматриваемые медленные электроны появляются, повидимому, в результате внутренней конверсии, связанной с мезоатомными переходами. Явление вполне аналогично по своей природе общеизвестной внутренней конверсии, сопутствующей радиационным ядерным переходам.

Действительно, радиусы мезоатомных оболочек примерно в 250 раз меньше радиусов соответствующих электронных оболочек. Поэтому образующийся после захвата отрицательного мезона мезоатом играет по отношению к электронной оболочке роль «ядра» с атом-

ным номером, на единицу меньшим атомного номера исходного ядра *).

Если мезон находится не на K -оболочке мезоатома, то «ядро» оказывается в возбужденном состоянии и переходит в своё основное состояние (т. е. в основное состояние мезоатома) при помощи одного или нескольких последовательных переходов, главным образом радиационных.

В случае, когда энергия перехода W превышает энергию связи электронной оболочки I , переход может, как известно, осуществиться путём излучения одного из K -электронов, кинетическая энергия которого

$$E = W - I^{**}). \quad (8)$$

Аналогичное явление может, конечно, иметь место не только при переходах между внутренними уровнями мезоатома, но и при самом образовании мезоатома, т. е. при исходном захвате медленного свободного мезона кулоновским полем ядра. При наличии нескольких последовательных мезоатомных переходов возможно также образование и нескольких медленных электронов (см. таблицу 1).

Систематическое изучение конверсионных электронов может оказаться полезным для более детального выяснения вопроса о структуре мезоатома и о механизме захвата отрицательных мезонов. Нужно только убедиться, что появление медленных электронов действительно обусловлено внутренней конверсией при мезоатомных переходах, а не какими-либо другими причинами.

Ядерный захват отрицательных мезонов сопровождается возбуждением соответствующих ядер, которые могут затем высвечиваться, испуская γ -кванты. Следовательно, возможно и образование конверсионных электронов. Практически рассматриваемый процесс вряд ли играет заметную роль в образовании медленных электронов. Известно, например, что ядерные расщепления в фотоэмульсии, вызываемые ядерноактивными космическими частицами сравнительно малой энергии, очень редко сопровождаются появлением электронов⁴³. Не исключена, правда, возможность, что возбуждение ядра имеет при этом совсем иной характер, чем при захвате мезонов. Однако, с другой стороны, возбуждение ядер при захвате π - и μ -мезонов также протекает совершенно различно, но это заметно не сказывается на числе и энергетическом распределении медленных электронов.

*) Электронная оболочка при этом быстро «перестраивается», теряя по крайней мере один электрон. Если исходный атомный номер равен единице, то после образования мезоатома электронная оболочка вообще отсутствует.

**) Не исключена также внутренняя конверсия с участием электронов L -оболочки или других более высоких оболочек (см. ниже). Однако конверсия на K -оболочке играет обычно основную роль, если только она энергетически возможна.

Следует поэтому заключить, что появление медленных электронов не связано, по крайней мере в значительной степени, с ядерными переходами.

Решающим аргументом, по крайней мере для кулоновского захвата мезонов в лёгких веществах, является также появление медленных электронов одновременно с релятивистскими электронами распада, т. е. в процессах, вообще не связанных с возбуждением ядер.

Рассмотрим ещё одну возможную причину появления медленных электронов. Выше уже отмечалось, что образование мезоатома сопровождается перестройкой электронной оболочки ввиду изменения эффективного заряда ядра на единицу. Если изменение заряда осуществляется достаточно быстро (по сравнению со временем обращения электронов), то происходит своего рода «встряска» электронной оболочки, сопровождающаяся в некоторых случаях ионизацией атома, т. е. появлением медленных электронов. В общих чертах явление вполне аналогично «встряске» электронной оболочки при β -распаде, рассмотренной в работах ⁴⁴ и ⁴⁵.

Энергия образующихся свободных электронов равна по порядку величин энергии связи той электронной оболочки, из которой вырван соответствующий электрон. Поэтому в фотоэмульсии можно наблюдать только результат «встряски» K -оболочек Ag и Bg (энергия связи порядка $10 \div 20$ кэв). Однако вероятность ионизации K -оболочки

$$p = \frac{0,64}{Z^2},$$

т. е. пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью фактического появления медленных электронов.

Из сказанного вытекает, что медленные электроны, наблюдаемые при остановке отрицательных мезонов в фотоэмульсии, следует связывать с внутренней конверсией за счёт мезоатомных переходов.

Теория внутренней конверсии рассматривалась многими авторами; подробный обзор содержится в ⁴⁶. Отношение вероятности конверсии к вероятности излучения фотона (ω) зависит, как известно, от типа перехода. Для интересующего нас случая электрических дипольных переходов

$$\omega = 8\pi\alpha \left(\frac{\alpha Z}{W}\right)^4 \frac{e^{-4n \operatorname{arctg} n}}{1 - e^{-2\pi n}}, \quad n = \frac{\alpha Z}{\sqrt{2W - \alpha^2 Z^2}}, \quad (9)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \sim \frac{1}{137}$, а W — энергия перехода, выраженная в единицах mc^2 *).

*) Если конверсия происходит за счёт мезоатомных переходов, то в (9) вместо Z следует подставлять $Z - 1$, так как эффективный заряд ядра уменьшается на единицу.

Вероятность конверсии быстро падает по мере увеличения энергии перехода, что качественно хорошо согласуется с общим видом энергетического спектра наблюдаемых медленных электронов^{*)}. Число медленных электронов также соответствует по порядку величины ожидаемому (см. 47).

Точного количественного согласия нельзя, конечно, и ожидать, так как следует ещё учитывать неизвестные в настоящее время соотношения между вероятностями кулоновского захвата мезонов на различные уровни мезоатома для различных ядер фотоэмульсии. Наоборот, выше уже указывалось на целесообразность использования экспериментальных данных по конверсионным электронам для более детального выяснения механизма кулоновского захвата мезонов.

Сравним в этой связи образование конверсионных электронов в атомах желатины^{**}) и в AgBr. Из (6) следует, что для малых Z (желатина) только немногие мезоатомные переходы обладают энергией в интервале $(2 \div 10) \cdot 10^4$ эв, в то время как для больших Z (AgBr) таких переходов значительно больше. Кроме того, при фиксированной энергии перехода вероятность конверсии очень быстро растёт с увеличением Z (см. (9)). Можно поэтому ожидать, что основная часть конверсионных электронов образуется при захвате мезонов кулоновским полем ядер Ag и Br.

Этот вывод полностью согласуется с данными, приведёнными в таблице I, согласно которым вероятность конверсии при захвате μ -мезона в AgBr примерно в 10 раз больше, чем при захвате в желатине.

Сказанное относится конечно и к кулоновскому захвату отрицательных π -мезонов. В обстоятельно проведённой работе³⁹ показано, что при кулоновском захвате π^- -мезонов наблюдаемые конверсионные электроны связаны с образованием однолучевых, но не многолучевых «звёзд». Можно поэтому заключить, что многолучевые «звёзды» возникают главным образом в результате ядерного поглощения π^- -мезонов в желатине и что, напротив, ядерный захват в AgBr приводит к образованию в основном однолучевых и, повидимому, безлучевых «звёзд». Вывод этот подтверждается и другими, со-

^{*)} В соответствии с (8) энергетический спектр электронов конверсии должен быть линейчатым. Однако практически линейчатая структура не может быть выявлена из-за обилия близко расположенных друг к другу линий (сложный состав фотоэмульсии) и плохой разрешающей способности принятого метода измерения энергии электронов (по длине пробега).

^{**}) Заметим, кстати, что из факта одновременного появления медленного электрона и релятивистского электрона распада при кулоновском захвате μ^- -мезона в желатине с необходимостью следует, что μ^- -мезоны успевают распастись до ядерного поглощения, т. е. очень слабо взаимодействуют с ядрами. Это важнейшее положение было в своё время установлено из совершенно других соображений (см., например, 17).

вершено независимыми соображениями (см., например, ³⁸ и ⁴⁸, а также ⁴¹).

Итак, конверсионные электроны образуются главным образом при захвате мезонов в серебре и бrome, обладая при этом энергией в несколько десятков килоэлектронвольт. Такая энергия соответствует мезоатомным переходам между состояниями с довольно большими главными квантовыми числами $n = 5 \div 10$, из чего следует, что первоначальный захват мезонов происходит в основном на высокие уровни мезоатома.

В этой связи можно также ожидать, что при остановке более тяжёлых отрицательных мезонов конверсионные электроны должны наблюдаться чаще, чем при остановке μ - и π -мезонов, так как чем больше масса мезона, тем большее число мезоатомных переходов приходится на интересующую нас область энергии ($10 \div 100$ кэв).

На первый взгляд кажется, что для малых Z предположение о захвате мезонов на уровни с большими квантовыми числами находится в противоречии с экспериментальными результатами, ибо при последующих радиационных переходах довольно значительная часть мезонов должна была бы оказаться на уровне $2S$ (см. ²⁶, стр. 238), который, как известно, является метастабильным, так как однофотонный радиационный переход $2S \rightarrow 1S$ является запрещённым. Поэтому переходы $2S \rightarrow 1S$ должны были бы происходить путём излучения конверсионных электронов довольно большой энергии, которых, как было показано выше, в действительности наблюдается мало.

Правда, выше мы уже видели (см. § 3), что влияние конечных размеров ядра приводит к «изотопическому смещению» уровня $2S$, который оказывается расположенным выше уровня $2P$, так что становится возможным радиационный переход $2S \rightarrow 2P$ с последующим радиационным же переходом $2P \rightarrow 1S$. Однако для лёгких ядер ($Z < 10$) вероятность радиационного перехода $2S \rightarrow 2P$ оказывается пренебрежимо малой по сравнению с вероятностью конверсионного перехода $2S \rightarrow 1S$ (см. ¹⁶).

Указанная трудность была рассмотрена и разрешена в работе ⁴⁹. Вычисленная в соответствии с (4) разность энергетических термов $2S$ и $2P$ даже для самых малых Z превосходит ионизационный потенциал внешних электронных оболочек атома.

В этих условиях становится возможным конверсионный (с конверсией на внешней электронной оболочке) переход $2S \rightarrow 2P$, сопровождаемый последующим радиационным переходом $2P \rightarrow 1S$. Оказывается также, что вероятность конверсионного перехода $2S \rightarrow 2P$ во много раз больше вероятности прямого конверсионного перехода $2S \rightarrow 1S$. В то же время возникающие при переходе $2S \rightarrow 2P$ конверсионные электроны обладают очень малой энергией (десятки эв) и не могут быть замечены в фотоэмulsии.

В заключение следует отметить, что при захвате как π^- , так и μ^- -мезонов довольно часто наблюдаются своего рода уплотнения из нескольких зёрен, образующиеся у самого конца следа мезона («blobs» см., например, ³⁵ и ³⁹). Природа этих уплотнений детально ещё не исследована. Не подлежит, однако, сомнению, что во многих случаях они связаны с появлением очень медленных конверсионных электронов, в других случаях — с ядрами отдачи, возникающими при ядерном захвате мезонов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Wessel, Ann. d. Physik 5, 611 (1930).
2. E. C. G. Stueckelberg, P. M. Morse, Phys. Rev. 36, 16 (1930).
3. Н. Ф. Мотт, Г. Мессни, Теория атомных столкновений, ИЛ, 1951.
4. E. Fermi, E. Teller, Phys. Rev. 71, 314 (1947).
5. E. Fermi, E. Teller, Phys. Rev. 72, 399 (1947).
6. W. K. H. Panowsky, L. Aamodt, H. F. York, Phys. Rev. 78, 825 (1950).
7. УФН 42, 574 (1950).
8. W. K. H. Panowsky, L. Aamodt, J. Hadley, R. Phillips, Phys. Rev. 80, 94 (1950).
9. W. K. H. Panowsky, R. L. Aamodt, J. Hadley, Phys. Rev. 81, 565 (1951).
10. A. Sachs, J. Steinberger, Phys. Rev. 82, 973 (1951).
11. L. Aamodt, J. Hadley, W. Panowsky, Phys. Rev. 80, 282 (1950).
12. УФН 45, 641 (1951).
13. А. Мигдал, И. Померанчук, ДАН 27, 652 (1940).
14. D. H. Perkins, Nature 163, 682 (1949).
15. W. F. Fry, Phys. Rev. 85, 676 (1952).
16. J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 133 (1949).
17. Г. Б. Жданов, УФН 39, 512 (1949).
18. J. Тромно, J. Wheeler, Rev. Mod. Phys. 21, 153 (1949).
19. K. Aidzu, Y. Fujimoto, H. Fukuda, S. Hayakawa, K. Takayanagi, G. Takeda, Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. 5, 931 (1950).
20. F. V. Harrison, J. W. Keuffel, G. T. Reynolds, Phys. Rev. 83, 680 (1951).
21. J. W. Keuffel, F. V. Harrison, T. N. K. Godfrey, G. Reynolds, Phys. Rev. 87, 942 (1952).
22. УФН 49, 305 (1953).
23. J. M. Kennedy, Phys. Rev. 87, 953 (1952).
24. H. Primakoff, Phys. Rev. 74, 878 (1948).
25. С. С. Батлер, УФН 48, 389 (1952).
26. Г. Бете, Квантовая механика простейших систем, ОНТИ, 1935.
27. А. Д. Галанин, И. Я. Померанчук, ДАН 86, 251 (1952).
28. K. C. Wang, S. B. Jones, Phys. Rev. 74, 1547 (1948).
29. W. Y. Chang, Rev. Mod. Phys. 21, 166 (1949).
30. A. Fafarman, M. H. Shamos, Phys. Rev. 87, 219 (1952).
31. E. P. Hinks, Phys. Rev. 81, 313 (1951).
32. F. D. S. Butement, Phil. Mag. 44, 208 (1953).
33. M. Camac, A. D. McGuire, J. B. Platt, H. J. Schulte, Phys. Rev. 88, 134 (1952).
34. УФН 49, 304 (1953).
35. C. Frantzinetti, Phil. Mag. 41, 86 (1950).

36. W. F. Fry, Phys. Rev. **79**, 893 (1950).
 37. W. F. Fry, Phys. Rev. **83**, 594 (1951).
 38. M. G. K. Менон, H. Muirhead, O. Rochat, Phil. Mag. **41**, 583 (1950).
 39. A. Bonetti, G. Tomasini, Nuovo Cimento **8**, 693 (1951).
 40. M. G. E. Cosyns, C. C. Dilworth, G. P. S. Occhialini, M. Schoenberg, Proc. Phys. Soc. **62A**, 801 (1949).
 41. W. F. Fry, Nuovo Cimento **10**, 490 (1953).
 42. G. Groetzinger, L. B. Leder, F. L. Ribe, Phys. Rev. **81**, 626 (1951).
 43. E. Pickup, L. Vouyodic, Phys. Rev. **80**, 1100 (1950).
 44. Е. Л. Фейнберг, ДАН **23**, 778 (1939).
 45. А. Мигдал, ЖЭТФ **11**, 207 (1941).
 46. И. С. Шапиро, УФН **40**, 189 (1950).
 47. G. R. Burbidge, A. H. De Borde, Phys. Rev. **89**, 189 (1953).
 48. Р. Браун, У. Камерин, П. Г. Фаулер, Г. Мюирхед, К. Ф. Поуэлл, Д. М. Ритсон, УФН **38**, 526 (1949).
 49. Б. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **23**, 123 (1952).
-