

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

СПЕКТР АТОМОВ ОТДАЧИ ПРИ К-ЗАХВАТЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

Для объяснения трудностей, связанных с кажущимся несоблюдением законов сохранения при бета-превращениях, была выдвинута гипотеза о нейтрино (Паули, 1931). Согласно этой гипотезе при бета-превращении ядром испускается нейтрино — частица, не имеющая заряда, обладающая нулевой (или исчезающе малой) массой покоя, полуцелочисленным спином и очень малым магнитным моментом. Предположение о существовании нейтрино было единственной гипотезой, способной скоррелировать на основе законов сохранения все известные к тому времени экспериментальные факты из области бета-превращений.

Естественным обобщением гипотезы о нейтрино и нуклеонной теории строения ядра¹ явилась феноменологическая теория бета-превращений, построенная Ферми² на основе формальной аналогии с процессом электромагнитного излучения. Теория бета-превращений, несмотря на свою неполноту и незавершенность, оказалась способной объяснить основные экспериментальные данные, полученные при изучении распределения бета-частиц по энергиям и импульсам, как при разрешенных, так и при запрещенных бета-переходах³. Согласие выводов теории бета-превращений и результатов опыта является косвенным доказательством существования нейтрино.

Более веские доказательства существования нейтрино доставляют количественные результаты опытов по изучению спектров атомов отдачи при бета-превращениях^{4, 5, 6}. В тех опытах, где по тем или иным причинам невозможно получить количественные заключения о спектре атомов отдачи^{7, 8, 9}, непротиворечивое объяснение найденным качественным заключениям о спектре может быть дано только на основе предположения о существовании нейтрино.

Прямым доказательством правильности гипотезы о нейтрино, т. е. доказательством того, что нейтрино действительно существуют и обладают теми свойствами, которые для них постулируются, могли бы служить опыты, в которых доказывалось бы взаимодействие нейтрино с веществом. К сожалению, попытки¹⁰ обнаружить существование таких процессов не были успешными, несмотря на последовательное увеличение мощности нейтринного потока. Неудача этих опытов никоим образом не противоречит гипотезе о нейтрино, или теории бета-распада, так как поперечное сечение для таких процессов ничтожно мало.

В настоящее время область применения рабочей гипотезы о нейтрино значительно расширилась. В частности, она необходима для того, чтобы

объяснить известные особенности распада мезонов. Например, распад μ -мезонов может быть представлен в виде реакции

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + 2\nu \quad (1)$$

в соответствии с тем опытным фактом, что электроны распада обладают непрерывным распределением по энергии. Наоборот, распад π -мезонов укладывается в схему

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu, \quad (2)$$

так как образующиеся при этом распаде μ -мезоны обладают одной и той же энергией.

В этой связи представляют интерес опыты по изучению атомов отдачи при захвате ядром орбитальных электронов (E -захват).

Одной из главных задач опытов такого рода является определение количества нейтрино, испускаемых при индивидуальном акте бета-превращения. Если предположить, как это делается в теории бета-превращений², что при каждом акте бета-распада ядро испускает одиночные нейтрино, то все образующиеся при E -захвате ядра отдачи должны обладать одинаковыми импульсами и энергиями (линейный спектр ядер отдачи)*).

Наоборот, если предположить, что при бета-превращении ядро испускает два или больше нейтрино в разных направлениях, то спектры ядер отдачи будут непрерывными, т. е. ядра отдачи могут иметь любое значение импульса от 0 до $(P_R)_{\text{макс}}$ или энергии от 0 до $(E_R)_{\text{макс}}$. Если далее, пренебrecь энергией, полученной атомом отдачи из-за переходов в электронной оболочке, то указанные утверждения имеют силу для атомов отдачи.

2. ОПЫТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ ОТДАЧИ ПРИ K -ЗАХВАТЕ

Для опытов указанного типа весьма удобными объектами исследования оказались радиоактивные Be^7 и A^{37} . Схемы их распада представлены на рис. 1. Основные радиоактивные постоянные Be^7 и A^{37} и начальные характеристики их атомов отдачи (Li^7 и Cl^{37} соответственно) сведены в таблице I. Удобства использования Be^7 и A^{37} в качестве источников для опытов по изучению атомов отдачи коротко сводятся к следующему:

1. Простые и хорошо установленные схемы распада (рис. 1).

2. Малые массы атомов отдачи, благодаря чему начальные энергии и скорости атомов отдачи относительно велики (см. табл. I). Начальная кинетическая энергия и скорость атома отдачи определяются формулами

$$E_R = 536 \frac{(\Delta M)^2}{M_R} = 536 \frac{E_\nu^2}{M_R} \quad (3)$$

и

$$v_R = 1,41 \cdot 10^6 \left(\frac{E_R}{M_R} \right)^{1/2} = 32,65 \left(\frac{E_\nu}{M_R} \right) \cdot 10^6. \quad (4)$$

*) Естественно, что если в отдельном акте E -захвата испускается одновременно несколько нейтрино в одном и том же направлении, то спектр ядер также будет линейным. В этом смысле изучение спектров отдачи не даёт ещё окончательного ответа на вопрос, сколько нейтрино (одно или несколько) испускается в отдельном акте бета-превращения. Такое окончательное заключение могло бы быть получено, например, из опытов по изучению поперечного сечения обратных бета-превращений⁵.

Здесь ΔM — разность масс начального атома и атома отдачи в $M_{эв}$, M_R — масса атома отдачи в атомных единицах, E_ν — кинетическая энергия нейтрино в $M_{эв}$, E_R — кинетическая энергия атома отдачи в $эв$, v_R — скорость атома отдачи в $\frac{см}{сек}$. При этом предполагается испускание одиночных нейтрино и их масса покая положена равной нулю.

3. Достаточно большое время жизни (ср. табл. I).

Таблица I

Характеристики Be^7 и A^{37} и атомов отдачи, образующихся при их распаде

Распадающийся атом (A)	Атом отдачи (R)	Тип распада в %	Разность масс начального и конечного атомов ΔM (в $M_{эв}$)	Энергия γ -лучей (в $M_{эв}$)	Начальная кинетическая энергия атома отдачи E_R (в $эв$)	Начальная скорость атома отдачи v_R (см/сек)	Максимальная энергия оже-электронов ($эв$)	Период полураспада (дни)
Be^7	Li^7	$K (\sim 89)$ $K, \gamma (\sim 11)$	0,864	— 0,480	57,3 от 0 до 57,3	$4,03 \cdot 10^6$	36 ($\sim 100\%$ распадов)	52,93
A^{37}	Cl^{37}	$K (\sim 93)$ $L (\sim 7)$	0,816	слабое тормозное излучение	9,67	$7,11 \cdot 10^6$	2800 ($\sim 90\%$ распадов)	34,1

4. Почти все атомы отдачи при распаде Be^7 и A^{37} ионизованы вследствие большой вероятности конверсионных оже-переходов в атомах отдачи^{6,9}.

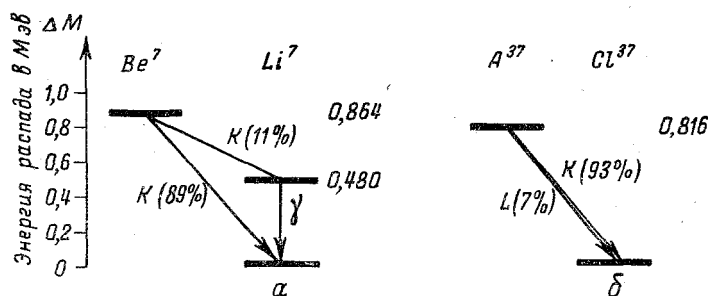


Рис. 1. Схемы распада Be^7 и A^{37} .

5. Энергии оже-электронов сравнительно невелики (см. табл. I). Влияние отдачи, испытываемой атомами при испускании конверсионных

оже-электронов, мало:

$$(\Delta E_R)_{\text{оже}} = \frac{536}{M_R} (E_9^2 + 1,02 E_9). \quad (5)$$

Здесь энергия оже-электронов выражена в *Мэв*, а энергия $(\Delta E_R)_{\text{оже}}$ в *эв*. Предложение использовать Be^7 в опытах по изучению атомов отдачи при *E*-захвате сделано Алихановым и Алиханяном (см. ^{11, 12}). К сожалению, война помешала окончить начатые ими опыты, которые проводились в Ленинградском физико-техническом институте. В 1942 г. Аллен⁸, используя тонкий слой Be^7 на платине в качестве источника и электронный умножитель в качестве регистрирующего устройства, получил интегральный энергетический спектр атомов отдачи («*R*-спектр») методом задерживающего потенциала. Результаты этого опыта и возможные несовершенства использованной методики обсуждены подробно как самим автором, так и авторами ряда обзоров ^{12, 13}.

Коротко результат опытов сводится к тому, что ионы отдачи имеют непрерывное распределение по энергии от нуля до некоторой максимальной величины $(E_R)_{\text{макс}}$, причём большая часть ионов отдачи имеет энергию, близкую к нулевой (получены кривые, подобные, например, приведённым на рис. 3). Полученная Алленом из опытов величина $(E_R)_{\text{макс}}$ заключалась в пределах от 41 до 47 *эв* (в зависимости от тепловой обработки источника). Если учесть неопределённости, связанные с поверхностными явлениями в источнике и отсутствием абсолютной калибровки системы сеток по

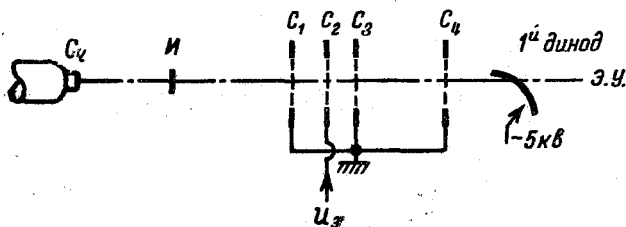


Рис. 2. Схема установки Аллена для исследования энергетического спектра ионов отдачи при распаде Be^7 . И — источник; C_1, C_3, C_4 — защитные сетки; C_2 — сетка задерживающего потенциала; Э.У. — электронный умножитель; C_4 — сцинтилляционный кристаллический счётчик.

энергии, следует признать удовлетворительным согласие величины $(E_R)_{\text{макс}}$, найденной на опыте, с величиной E_R , предсказанной теорией (см. табл. I). То обстоятельство, что полученный на опыте «*R*-спектр» был сплошным, между тем как теория бета-превращений² предсказывает линейный «*R*-спектр» при *K*-захвате, побудило Аллена повторить опыт в лучших экспериментальных условиях.

Схема установки, использованной Алленом во второй серии опытов⁹, приведена на рис. 2 и в основном повторяет схему установки, применявшейся в первой серии опытов⁸. Существенно, однако, отметить то новое, что введено Алленом в технику эксперимента при повторении работы:

1) использована более совершенная конструкция электронного умножителя¹⁴;

2) усовершенствована система сеток; введены защитные сетки C_1 и C_3 (рис. 2), уменьшающие влияние внешних полей на сетку задерживающего потенциала C_2 ;

3) калибрована система сеток моноэнергетичными литиевыми ионами от сподуменового источника;

4) применено раздельное вакуумное испарение⁴ для приготовления источника (доля монослоя активного бериллия на тантале); более тщательно контролировались «толщина» и эффективность источника;

5) применён сцинтилляционный кристаллический счётчик для регистрации γ -лучей от 11-процентной ветви распада (рис. 1, а), чтобы контролировать эффективность источников и определить влияние отдачи от γ -лучей на форму энергетического « R -спектра».

В отношении ответа на главный вопрос — сколько нейтрино испускается в единичном акте K -захвата — результаты второй работы Аллена повто-

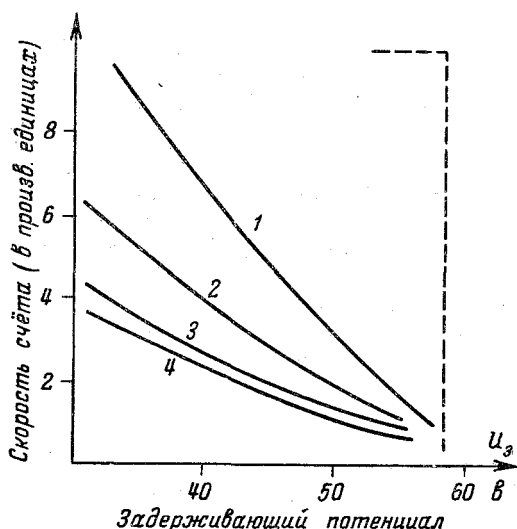


Рис. 3. Кривые задерживающего потенциала (интегральные « R -спектры»), полученные Алленом⁹ на установке рис. 2. 1 — кривая, полученная с источником при температуре 500°C ; 2 — кривая, полученная через 5 мин. после того, как источник приобрёл комнатную температуру; 3 — то же через 35 мин.; 4 — то же через 65 мин.

Пунктир показывает кривую, предсказанную теорией для идеальных условий опыта.

ряют результаты первой работы. Именно: ионы отдачи «обладают» непрерывным спектром, форма которого зависит от толщины источника и степени его нагревания (рис. 3). Такое распределение с преобладанием малоэнергетичных ионов резко противоречит предсказанному теорией распределению. Хотя другие результаты опыта (точное определение энергии распада по измеренному значению максимальной энергии отдачи $(E_R)_{\text{макс}} = 56,6 \pm 1 \text{ эв}$; сведения об оже-переходах в атоме отдачи) весьма ценны, отсутствие линейного « R -спектра» заставляет думать о сильном влиянии поверхностных явлений (рассеивание) в источнике, что приводит к искажению истинного « R -спектра».

Авторы⁹ пришли к выводу, что результаты работ^{8,9} заставляют принять одно из альтернативных предложений: либо предсказания теории бета-превращений не выполняются в отношении процесса K -захвата, либо спектр отдачи искажается поверхностными явлениями. Поскольку в настоящее время нет серьёзных оснований сомневаться в правильности теории бета-превращений, естественно было продолжить опыты по изучению « R -спектров» при K -захвате, используя, например, газообразный A^{37} . В этом случае автоматически отпадает влияние поверхностных явлений и результаты опыта должны определить выбор между двумя упомянутыми выше альтернативными заключениями. По этому пути пошли Родабек и Аллен⁶.

Можно было идти и по другому пути; именно, используя опыт применения плёночных (поверхностных) источников^{4,15}, попытаться свести к минимуму влияние поверхностных явлений. По этому пути пошёл Дэвис⁵.

3. ИСТОЧНИКИ В ОПЫТАХ ПО ИЗУЧЕНИЮ СПЕКТРОВ ОТДАЧИ

Прежде чем приступить к изложению результатов последних работ Аллена и Дэвиса, следует обсудить некоторые вопросы, связанные с приготовлением и использованием источников в опытах по изучению атомов отдачи. Это тем более необходимо, что приготовление источников и умелое их использование составляет самую ответственную часть опытов. Интерпретация количественных результатов этих опытов находится в прямой зависимости от качества источника и условий его применения^{4,5}.

Для получения надёжных количественных результатов при изучении атомов отдачи при бета-превращениях источник должен удовлетворять ряду жёстких требований.

Эти требования можно сформулировать следующим образом:

- 1) начальные характеристики атомов отдачи (заряд, импульс) не должны быть искажены в источнике;
- 2) источник должен быть достаточно интенсивным;
- 3) стабильность (неизменность свойств) источника в течение времени, необходимого для опыта;
- 4) «точечность» источника или, по крайней мере, достаточно малые геометрические размеры его.

Удовлетворить всем этим требованиям одновременно и одинаково хорошо — трудная, если не невыполнимая, задача. Практически она сводится к получению таких источников, свойства которых по возможности меньше отличались бы от свойств «идеального» источника.

Второе и третье требования выполняются путём выбора активного материала с подходящими радиоактивными константами, выбором подходящей «подложки» для источника и созданием специальных условий, при которых изготавливается и используется источник. Второе требование в значительной мере смягчается, если в качестве регистрирующего устройства для атомов отдачи использовать высокоэффективные электронные умножители¹⁴.

Первому требованию лучше всего удовлетворяют объёмные газообразные источники. Важное преимущество газообразных источников перед плёночными заключается в том, что они свободны от поверхностных явлений, которые необходимо имеют место в плёночных источниках. Это преимущество может быть полностью реализовано, если выбран моноатомный благородный газ, и если он используется при таком давлении, что средний свободный путь атома отдачи больше размеров прибора.

Однако применение газообразных объёмных источников имеет и свои недостатки.

Это, прежде всего, трудности «геометрического» характера — невозможно создать «точечный» источник (требование 4) или достаточно точно определить «эффективный» объем, в котором возникают атомы отдачи. Если к этому добавить неопределенности, связанные с флуктуациями плотности активного газа в объеме, а также возможным рассеянием в объеме и на стенках, то станет ясным, что получение высокого разрешения по импульсам или энергиям атомов отдачи в опытах, где используются объемные источники, — далеко не легкая задача. Это обстоятельство заставляет не отвергать, но использовать плёночные источники, так как они позволяют наилучшим образом удовлетворить условию «точечности» и тем самым обеспечить возможность использования анализирующих устройств высокой разрешающей силы.

Поскольку, с одной стороны, невозможно получить плёночный источник, свободный от поверхностных явлений, и поскольку, с другой стороны, детальная картина поверхностных явлений меняется от случая к случаю, так что теоретический анализ этих явлений вряд ли возможен, получение пригодных для опытов с атомами отдачи поверхностных источников связано с большими трудностями.

Проведение опыта в конечном счёте сводится к получению достаточно «хороших» (в отношении рассеяния и поглощения атомов отдачи в поверхностном слое) источников и, главное, к идентификации тех атомов отдачи, которые покинули поверхность без существенных изменений их начального состояния. Здесь следует уточнить понятие «без существенных изменений начального состояния».

Ион отдачи, возникший при бета-превращении, обладает определённым начальным зарядом ne^*) и кинетической энергией. Можно считать, что атом отдачи покинул поверхность «без существенных изменений начального состояния», если он сохранил свой начальный заряд и относительное изменение его начального импульса мало. Это накладывает определённые требования при выборе активного материала и «подложки» для него. «Подложка» должна быть достаточно «ровной», обеспечивающей минимальную вероятность нейтрализации атомов отдачи и позволяющей свести к минимуму влияние поверхностных сил. При этом атомы активного вещества должны быть распределены на «подложке» в виде доли монослоя. Наконец, должно быть сведено до минимума включение посторонних атомов в активный слой (в том числе и атомов или молекул окклюдированных поверхностью газов). Последние требования очевидны, так как даже одно «неудачное» столкновение атома отдачи со своим «соседом» или атомом окклюдированного газа способно изменить его состояние так, что оно потеряет всякое подобие начальному состоянию.

Получение высокоэффективных поверхностных слоёв, удовлетворяющих указанным требованиям, достигается специальной техникой получения и использования источников. Не вдаваясь в подробности техники изготовления источников^{4,9,5}, отметим здесь следующие важные обстоятельства:

1. Материал «подложки» должен обладать работой выхода большей, чем первый ионизационный потенциал атомов отдачи. Атомы от-

*) Важно отметить, что если заряд отдельного атома отдачи при бета-превращении кратен заряду электрона, то средний заряд атомов отдачи $\langle ne \rangle_{cp}$ может, вообще говоря, быть дробным числом. Для бета-превращений, как правило, $\langle n \rangle_{cp}$ близко к 1. Однако при E -захвате средний начальный заряд атома отдачи может быть порядка нескольких единиц¹⁶. В настоящее время нет достаточно убедительных экспериментальных данных, касающихся детальной картины внешней ионизации атомов отдачи.

дачи (Li^7), получающиеся в результате распада Be^7 , имеют $V_1 = 5,36$ в. Аллен в своих опытах^{8, 9} использовал в качестве «подложки» тщательно обезгаженные платину и окисленный тантал. Дэвис⁵ — окисленный вольфрам.

Кроме того, материал «подложки» должен обладать высокой температурой плавления и малой упругостью паров даже при сравнительно высоких температурах, так, чтобы источник можно было в процессе работы нагревать. Дэвис показал, что лучшие результаты получаются с источником, где в качестве «подложки» используется обезгаженный и окисленный вольфрам; LiF , например, заметно испарялся при температуре $\sim 250\text{--}300^\circ\text{C}$.

2. Нанесение активного материала на подкладку и передвижение источника в рабочее положение желательно проводить в хороших вакуумных условиях (вакуум должен быть, по крайней мере, лучше $1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.). Для этого Дэвис⁵, например, использовал вспомогательную вакуумную камеру, где готовился и «формовался» источник, причём эта камера могла соединяться и разъединяться с рабочей камерой без нарушения вакуума.

Нанесение тонких слоёв активного материала может проводиться с одинаковым успехом как методом раздельной перегонки^{4, 9, 15}, так и методом испарения загрязнений с источника^{8, 5}. И в том и в другом случае требуются предварительные опыты по подбору оптимального режима испарения или тепловой обработки источника, чтобы получить тонкий и свободный от загрязнений активный слой.

Для установления оптимальных условий, при которых получают источники с минимальным содержанием примесей, пригодна, например, техника взвешивания на вакуумных микровесах⁵. Однако такое взвешивание не позволяет судить о «толщине» и качестве активного слоя^{*)}.

Последнее достигается — и это существенно для всех опытов по отдаче, где используются плёночные источники, — только анализом полученных с данным источником результатов^{4, 5}.

«Толщина» активного слоя и эффективность источника, впрочем, может быть определена методом счёта⁹. Однако и этот метод также не позволяет судить о качестве источника и наличии загрязнений в поверхностном слое.

3. Желательно применять нагревание источников в процессе работы. Это резко увеличивает выход ионов отдачи и, что главное, — уменьшает искажения спектра отдачи, вызванные поверхностными явлениями. Это обстоятельство отмечено Алленом ещё в его первой работе⁸. Особенно ярко подчеркнули важность тепловой обработки источников результаты опытов Шервина⁴. Наконец, Дэвис⁵ показал, что получение «хороших», неискажённых спектров находится в прямой зависимости от тех условий, при которых работает источник, и, в частности, от теплового режима источника. Конкретные примеры будут приведены ниже.

Влияние тепловой обработки сказывается на свойствах источника по крайней мере в трёх отношениях. Во-первых, при нагревании с поверхности источника удаляются окклюдированные газы, составляющие (в случае монослойных источников) главную причину рассеивания атомов отдачи и, следовательно, искажения спектра^{*)}. Во-вторых, уменьшается влияние поверх-

*) Монослой из атомов Be^7 толщиной $3 \cdot 10^{-8}$ см и средней плотностью $\sim 3 \text{ г/см}^2$ имеет вес $\sim 10^{-7}$ г, что лежит за пределами чувствительности микровесов.

**) При давлении $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. поверхность источника бомбардируется атомами остаточного газа столь интенсивно, что образуется монослой газа за 15 сек. (если предположить коэффициент аккомодации равным единице).

ностных адсорбционных сил, и, следовательно, потери энергии при «срывании» атомов отдачи с поверхности становятся относительно меньшими. Наконец, уменьшается вероятность нейтрализации атомов отдачи и увеличивается эффективность счёта.

Сказанное иллюстрируется интегральными кривыми распределения ионов отдачи при распаде Be^7 (рис. 3), полученными Алленом⁹ при температуре источника 500°C и при комнатной температуре в различные моменты времени после остывания.

Хорошей иллюстрацией того, как зависит «качество» полученных спектров от тепловой обработки источника и температуры, при которой он «ра-

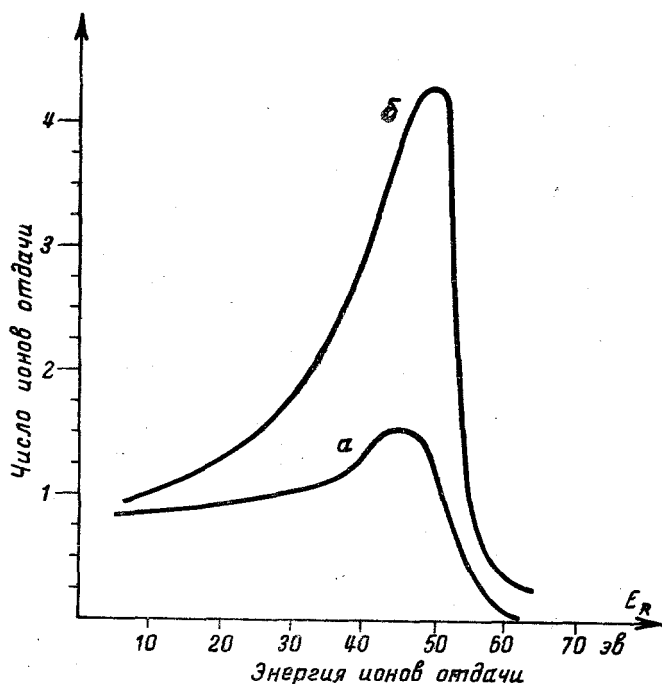


Рис. 4. Энергетические спектры ионов отдачи при распаде Be^7 , полученные Дэвисом⁵ при различных режимах тепловой обработки источника. *a* — сформованный источник перед использованием нагревался в течение 15 сек. при температуре 1000°C . Затем температура понижалась до 300°C . Измерения делались через 3,5 часа после установления температуры 300° ; *б* — то же, за исключением того, что кривая получена в интервале времени 5—180 сек. после понижения температуры до 300°C .

ботает», является различие дифференциальных «*R*-спектров», полученных Дэвисом⁵ при различных условиях работы источника (Be^7 на окисленном вольфраме). Эти кривые приведены на рис. 4. Необходимые пояснения даны в подписях под рисунками

4. ДОКАЗАТЕЛЬСТВА ЛИНЕЙНОСТИ СПЕКТРОВ ОТДАЧИ ПРИ K -ЗАХВАТЕ

С учётом этих замечаний рассмотрим результаты работы Дэвиса⁵ и попытаемся оценить возможные недостатки работ Аллена^{8,9}.

Схема опытной установки Дэвиса представлена на рис. 5. Дэвис использовал в качестве источника Be^7 ($\sim 1/200$ монослоя) на окислённом вольфраме. Для получения дифференциальных энергетических « R -спектров» использовался латунный цилиндрический электростатический анализатор с разрешающей способностью $\sim 2\%$. Регистрация ионов отдачи производилась электронным умножителем.

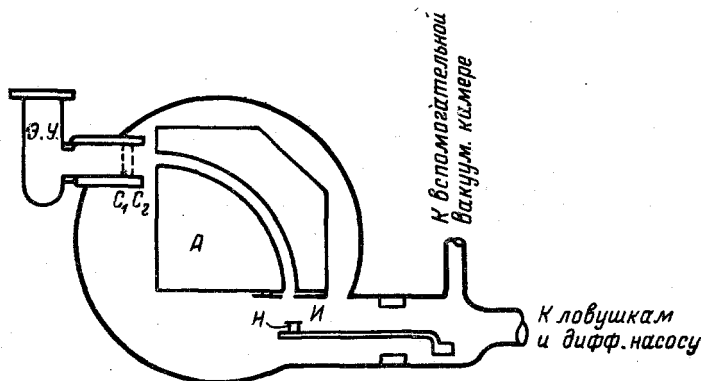


Рис. 5. Схема установки, применённой Дэвисом⁵ для изучения дифференциальных энергетических « R -спектров». А — электростатический анализатор, Э.У. — электронный умножитель, C_1C_2 — заземление сетки, И — источник, Н — нагреватель.

Главный результат опытов Дэвиса представлен кривыми, приведёнными на рис. 4, б и 6 а и б. Кривая рис. 4, б получена при нулевом потенциале «подложки» источника относительно заземлений входной щели электростатического анализатора. При этом источник нагревался в течение ~ 50 сек. до 1000°C , а счёт ионов отдачи производился в течение нескольких минут после того, как температура источника достигала неизменной величины 300°C .

Характерная особенность полученного « R -спектра», который является типичным для результатов работ Дэвиса с нагреваемыми источниками, — наличие ясно выраженного пика в области $E_R \sim 50$ в и относительно малое число ионов с низкой энергией. Наличие пика в области энергий, близких к предсказанной теоретически, есть свидетельство того, что ионы отдачи, возникшие при K -захвате, моноэнергетичны. Наличие «хвоста» от низкоэнергетичных ионов указывает на то, что поверхностные эффекты необходимо имеют место и в этом случае, хотя их влияние благодаря нагреванию источника сильно уменьшено, по сравнению, например, с тем, что было в опытах Смита и Аллена⁹ (ср. рис. 3).

Кривая рис. 6, а получена при таких же примерно условиях, за исключением того, что источник имел потенциал $V_g = +46,4$ в относительно заземлённой входной сетки С. Благодаря этому все ионы отдачи получали одинаковую энергию eV_g вдобавок к их начальной (после покидания поверхностного слоя) энергии, и спектр смещался на V_g вольт вдоль оси энергий.

При этом эффективность счёта, как низкоэнергетичных ионов, так и высокоэнергетичных ионов, достигших анализатора, становится сравнимой. За счёт этого уменьшается ошибка при измерении низкоэнергетичного конца спектра. Второе преимущество этой методики заключается в том, что уменьшаются возможные ошибки при измерении $(ER)_{\text{макс}}$, вводимые контактной разностью потенциалов.

При интерпретации результатов (рис. 6, а), полученных этим методом, необходимо, во-первых, вводить поправки на разрешение анализатора (что

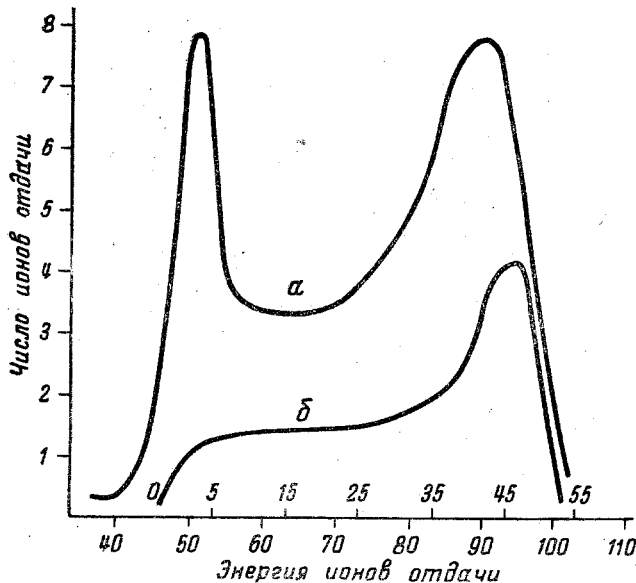


Рис. 6. Энергетический дифференциальный «R-спектр» при распаде Be^7 , полученный Дэвисом⁹. Ускоряющий потенциал $V_d = 46,4$ в. Условия тепловой обработки источника примерно те же, что и при получении кривой рис. 4, б. а — полученная на опыте кривая, б — кривая, полученная при учёте поправок на дискриминационный эффект.

сравнительно легко сделать) и поправки на энергию связи ионов Li на поверхности (что невозможно сделать, по крайней мере, теоретически). Во-вторых, надо ввести поправку на так называемый «дискриминационный эффект», ответственный за присутствие второго пика ионов отдачи при низких энергиях.

«Дискриминационный эффект» заключается в том, что ускоряющее поле значительно больше изменяет начальное направление движения низкоэнергетичных ионов по отношению к силовым линиям, чем начальное направление ионов большой энергии. Поэтому в присутствии ускоряющего поля V_g эффективность собирания малоэнергичных ионов резко растёт по сравнению с эффективностью собирания ионов большой энергии. Влияние этого эффекта на спектр отдачи при заданной геометрии установки и заданных ускоряющих потенциалах легко поддается расчёту, что и было сделано Дэвисом. Кривая, полученная с учётом поправок на дискриминационный эффект, приведена на рис. 6, б.

Наличие ясно выраженного пика на дифференциальных кривых распределения (рис. 4, б и 6, б) при энергии, близкой к предсказанной теорией, можно считать экспериментальным доказательством того, что ионы отдачи при распаде Be^7 моноэнергетичны. А отсюда следует, что в каждом акте распада испускается одно нейтрино в соответствии с теорией бета-превращений или, по крайней мере, если в отдельном акте распада испускается несколько нейтрино, то они вылетают в одном и том же направлении. Если бы в отдельном распаде возникло несколько нейтрино с беспорядочными

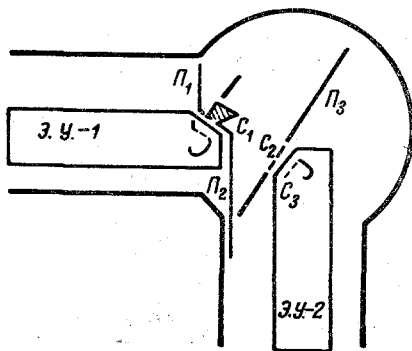


Рис. 7. Схема аппарата, использованного Родабэком и Алленом⁷ для изучения спектра ионов отдачи при распаде A^{37} . Э.У.-1 — электронный умножитель для регистрации оже-электронов; Э.У.-2 — электронный умножитель для регистрации ионов отдачи; C_1, C_2, C_3 — сетки; P_1, P_2, P_3 — перегородки, ограничивающие эффективный объем источника (заштрихован). Ионы отдачи, возникшие в этом объеме, проходят путь ~ 6 см в пространстве, свободном от поля. Между сетками C_2 и C_3 прикладывается ускоряющий ионы потенциал (45 кВ).

направлениями вылета, то спектр отдачи имел бы колоколообразную форму или (при учете рассеяния в источнике) наблюдался бы избыток ионов отдачи в низкоэнергетичном конце спектра. Поскольку, однако, опыт показывает, что преобладают ионы отдачи с энергией в области, близкой к $(E_R)_{\text{макс}}$, причём низкоэнергетичная часть спектра (обусловленная диффузно рассеянными ионами) имеет прогрессивный спад в сторону малых энергий, постольку нет оснований сомневаться в правильности сделанного выше вывода.

В этой связи можно понять причину искажения спектра отдачи в опытах Аллена. Поверхностные явления в его опытах совершенно изменяли форму истинного спектра отдачи. Поэтому из результатов его опытов^{8,9} нельзя сделать вывода, что предсказания теории бета-превращений не выполняются в процессе K -захвата.

Определенная Дэвисом величина максимальной энергии отдачи $(E_R)_{\text{макс}} = 55,9 \pm 1$ эв удовлетворительно согласуется с величиной, полученной Алленом $(55,6 \pm 1$ эв), хотя и ниже предсказанной теоретически (табл. 1). Одной из причин этого небольшого расхо-

хождения может служить недоучет энергии связи ионов отдачи на поверхности.

Родабэк и Аллен⁷ изучали спектр ионов отдачи при распаде A^{37} (ср. табл. 1) в аппарате, изображенном на рис. 7. Аргон вводился в рабочую камеру в небольшом количестве, так что общее давление в камере было $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Столкновения ионов отдачи с молекулами остаточного газа при таком давлении мало вероятны $\left(\frac{\lambda}{d} \sim 80\right)$. Эффективный объем,

в котором возникали регистрируемые ионы отдачи, определялся системой перегородок перед входными щелями умножителей. Спектры ионов отдачи изучались методом измерения времени пролёта ионов отдачи (C^{37}) в пространстве, свободном от поля. Начальный момент при этом фиксировался по времени регистрации оже-электрона, соответствующего данному распаду. Для измерения распределения времени пролёта ионов отдачи применялась методика совпадений «ион отдачи — оже-электрон» (R -е-совпа-

дения), причём использовалось 20 каналов совпадений с задержками. Полученные результаты фиксировались в виде дифференциальных кривых временного распределения ионов отдачи, возникших в эффективном объеме источника. Из этих кривых, используя известное среднее расстояние, проходившее ионами отдачи от «эффективного» объема до электронного умножителя, и разрешающую силу устройства, можно получить дифференциальную кривую распределения ионов отдачи по импульсам (или энергиям).

Из того факта, что полученная на опыте дифференциальная кривая распределения времён пролёта (сплошная кривая на рис. 8) удовлетворительно согласуется с предсказанной (пунктирная кривая на рис. 8), авторами

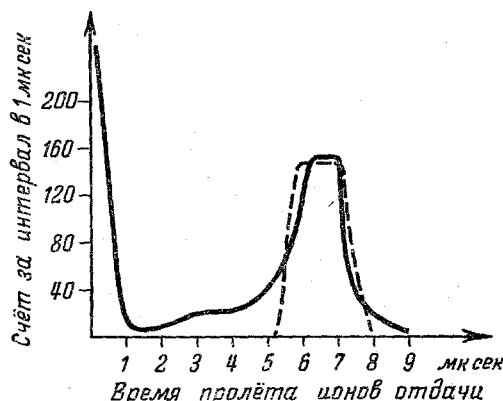


Рис. 8. Кривая распределения времени пролёта ионов отдачи при распаде $A^{37}B$. Пунктирная кривая — ожидаемое распределение ионов отдачи.

делают вывод, что ионы отдачи при распаде A^{37} моноэнергетичны. Расчёт предсказанной формы главного пика (в области $\Delta t \sim 6,5$ мксек) основан на учёте следующих факторов:

1. Геометрия аппарата.
2. Влияние тепловых скоростей атомов A^{37} в газовой среде.
3. Время пролёта ионов в ускоряющем поле между сетками C_2 и C_3 (рис. 7).
4. Влияние «провисания» ускоряющего поля между «эффективным» объемом и сеткой C_2 .
5. Время пролёта оже-электронов от «эффективного» объема до Э.У.-1 (рис. 7).
6. Влияние отдачи, полученной атомом при испускании оже-электронов (ср. формулу (5) и табл. I). Найдено, что влияние последних двух факторов пренебрежимо мало. При расчёте предполагалось, что ионы отдачи (Cl^{37}) однозарядны, хотя добавочные наблюдения показали, что имеется некоторое количество ионов отдачи с зарядом, отличным от единицы. Количественных результатов по вопросу о внешней ионизации атомов отдачи в работе не удалось получить *).

*) Недавно показано ¹⁶, что средний заряд иона отдачи при распаде A^{37} равен $+3,85 \pm 0,2$. Так как в опытах Аллена и Родабэка применялся метод измерения времени пролёта в пространстве, свободном от поля, влияние заряда сказывалось в малой области от сетки перед электронным умножителем до 1-го динода.

Поскольку экспериментальная кривая рис. 8 показывает наличие добавочного пика в области энергий, близких к нулю, а также наличие некоторого количества ионов с малым временем пролёта, необходимо было показать, что они появляются вследствие «ложных совпадений». Это доказано серией дополнительных опытов, результат которых представляется кривыми рис. 9.

Здесь отложено число R - e -совпадений, полученное при различных временах задержки ($\Delta t = 0$ и $\Delta t = 6,6$ мксек, что соответствует пику на рис. 8) и при различных отрицательных потенциалах сетки C_1 и первого диода Э. У.-1 (рис. 7), регистрирующего электроны. Анализ условий, при

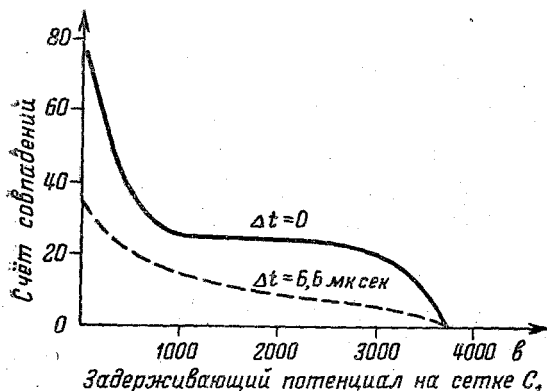


Рис. 9. Кривые счёта R - e -совпадений в функции задерживающего потенциала, приложенного к сетке C_1 (рис. 7), для разных времён задержки.

которых получены эти кривые, и ход кривых приводят к заключению, что пик на кривой рис. 8 (при $\Delta t = 0$) и совпадения при малых временах пролёта обязаны своим происхождением распаду атомов A^{37} в пространстве между сетками C_2 и C_3 (рис. 7). При этом ионы отдачи регистрируются Э. У.-2, а оже-электроны, ускоренные полем между сетками C_2 и C_3 , рассеиваются на стенках перегородок, ограничивающих «эффективный» объём и регистрируются Э. У.-1. Часть совпадений, которая получается при задержке $\Delta t = 6,6$ мксек (рис. 9) и при задерживающем потенциале, большем 2800 в, может быть объяснена совпадением рентгеновские лучи—ионы отдачи. Действительно (ср. табл. I), примерно 8% атомов отдачи переходят в нормальное состояние путём испускания рентгеновских квантов и не испускают оже-электронов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты работы Дэвиса⁶ и Родабэка и Аллена⁷ можно считать экспериментальным доказательством того, что спектр ионов отдачи при E -захвате линейный, в соответствии с утверждением теории об испускании одиночных нейтрино в процессе бета-превращения.

А. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Иваненко, Nature, **129**, 798 (1932); С. R., **195**, 439 (1932). Также сб. «Атомное ядро», ГТТИ, 1934.
2. E. Fermi, Zeits. f. Phys., **88**, 161 (1934); E. J. Konopinski, Rev. Mod. Phys. **15**, 209 (1943).

3. Чинг-Шиунг Бу, УФН, **44**, 558 (1951); L. Feldman, C. S. Wu, Phys. Rev. **87**, 1091 (1952).
 4. C. W. Sherwin, Phys. Rev., **75**, 1799 (1949); **82**, 52 (1951).
 5. R. Davis, Phys. Rev., **86**, 976 (1952).
 6. G. W. Rodeback, J. S. Allen, Phys. Rev., **86**, 446 (1952).
 7. H. R. Crane, I. Halpern, Phys. Rev., **53**, 789 (1938); **56**, 232 (1939).
 8. I. S. Allen, Phys. Rev., **61**, 692 (1942).
 9. P. B. Smith, I. S. Allen, Phys. Rev., **81**, 381 (1951).
 10. M. E. Nahmias, Proc. Cambr. Phil. Soc., **31**, 99 (1935); Wollan, Phys. Rev., **72**, 445 (1947).
 11. А. П. Гринберг, Усп. химии, **11**, 141 (1942).
 12. А. П. Гринберг, УФН, **25**, 189 (1944).
 13. H. R. Crane, Rev. Mod. Phys. **20**, 278 (1948).
 14. I. S. Allen, Rev. Sci. Inst., **18**, 739 (1947).
 15. C. W. Sherwin, Rev. Sci. Inst., **22**, 339 (1951).
 16. I. A. Miskel, M. L. Perlman, Phys. Rev., **87**, 543 (1952).
-