

2 19

НОВЕЙШИЕ ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗУЧЕНИЯ
АТОМНЫХ ЯДЕР *

Р. Х. Фаулер, Кембридж

Текущий 1932 г. оказался для физики ядра „Annus mirabilis“ („годом чудес“). Представляется интересным кратко рассказать в историческом порядке о жатве новых открытий, собранной этим годом, и попытаться выяснить значение их для познания атомного ядра и влияние их на постановку проблем физики ядра.

Первым открытием было открытие нейтрона и изучение некоторых его свойств. Весьма содержательные наблюдения, произведенные Жюлио (F. Joliot) и его женой Кюри-Жюлио (J. Curie-Joliot) при изучении проникающего излучения, испускаемого бериллием при бомбардировке его α -лучами, были продолжены Чадвиком (J. Chadwick), причем ему удалось доказать с уверенностью, недопускающей разумных сомнений, что по крайней мере часть этого сильно проникающего излучения состоит из частиц массы 1 и заряда 0, кинетическая энергия которых равна примерно $4 \cdot 10^6$ вольт-электрон; частицы эти были названы Чадвиком нейтронами. Чадвик изучал частицы отдачи (recoil-atoms), выбиваемые излучением бериллия из слоев атомов различных элементов. Пробег и ионизирующая способность этих частиц отдачи могут быть измерены чувствительными ионизационными методами, на основании которых масса этих частиц и максимальная их энергия может быть определена с достаточной уверенностью. Если известна масса и энергия по крайней мере двух различных сортов частиц, выбиваемых излучением, то с помощью законов сохранения энергии и импульса можно вычислить массу и энергию частиц, из которых это излучение состоит. Полученные таким образом значения массы и энергии могли бы быть также объяснены предположением, что рассматриваемое нами излучение бериллия состоит из протонов. Однако установлено, что это излучение не может состоять из протонов, а должно состоять из незаряженных частиц, масса которых примерно равна единице. Утверждение, что их масса очень близка

* Лекция, прочитанная 24 сентября 1932 г. в Научно-исследовательском институте физики Московского университета. Перевод с рукописи автора.

к массе протона, в настоящее время является только вполне естественным допущением.

При дальнейшем изучении этого излучения было обнаружено, что при бомбардировке α -лучами нейтроны излучаются как бериллием, так и бором, и что не все нейтроны излучаются с одинаковой начальной энергией. Вопрос о группах нейтронов различных энергий и о зависимости их от энергии падающих α -частиц пока еще не выяснен. Известно, однако, что по крайней мере бериллий излучает наряду с нейтронами также и γ -лучи, как это предполагал Боте, впервые обнаруживший самый факт излучения.

Свойства нейтронов еще не изучены во всех деталях, но ряд характерных фактов уже выяснен. При прохождении через различные вещества нейтроны почти вовсе не взаимодействуют с электронами. Экспериментально установлено, что при прохождении через воздух при нормальных условиях они образуют меньше одной пары ионов на пути в 3 м. Теоретически весьма вероятно предположение, вполне согласующееся экспериментальными фактами, что в действительности нейтроны образуют в воздухе, в среднем, одну пару ионов на пути в 1 км и даже большем. Вычисления, с помощью которых можно показать, что взаимодействие нейтронов с электронами гораздо слабее взаимодействия их с протонами и другими ядрами, представляет собой один из самых замечательных примеров приложения элементарной волновой механики*.

Таким образом при прохождении через материю нейтроны тормозятся только в сущности упругими соударениями с ядрами, которым они при этом сообщают определенный импульс. Чрезвычайно трудно придумать способ, с помощью которого можно было бы обнаружить нейтроны после того, как они потеряли свою начальную скорость.

Пропуская нейтроны через камеру Вильсона и изучая соответствующие фотоснимки, удалось показать, что помимо упругих соударений происходят также и неупругие соударения нейтронов с ядрами азота, при ко-

* Речь идет о следующем рассуждении, принадлежащем Бору. Пусть поток частиц массы m и скорости v падает на нейтрон. Частицам этим соответствует волна, длина которой равна $\lambda_0 = \frac{h}{mv}$. Если λ_0 велико по сравнению с размерами нейтрона, то можно применить формулу Ределя, выведенную им для рассеяния волн малыми частицами, согласно которой рассеяние пропорционально величине

$$\sigma = \frac{(n^2 - 1)^2 V^2}{\lambda_0^4},$$

где V — объем рассеивающей частицы, в данном случае нейтрона, а n — средний показатель преломления внутри нее. Согласно элементарным положениям волновой механики этот показатель преломления для волны,

торых эти ядра расщепляются с испусканием α -частиц. Этот новый тип процессов расщепления тем более интересен, что хорошо известное расщепление ядер путем бомбардировки их α -частицами сопровождается испусканием протонов. Энергетические соображения делают вероятным, что при неупругом ударе нейтрон захватывается ядром. Здесь, может быть, будет уместно отметить чрезвычайную важность изучения точных энергетических соотношений во всех этих ядерных процессах, включая те ранее обнаруженные многочисленные процессы, в которых протон испускается ядром, бомбардируемым α -лучами. Для этого необходимо точно знать массы как реагирующих ядер, так и ядер, получающихся в результате реакции. Массы ядер могут быть определены либо методом Астона, либо из изучения полосатых спектров, хотя пока еще точность этих измерений едва ли достаточна для указанных целей. Далее, необходимо с той же точностью знать кинетическую энергию всех участвующих в реакции частиц, которую (со значительными трудностями) можно определить только путем измерения их пробега. Вся избыточная энергия будет излучена в форме α -лучей, которые по возможности также должны быть измерены для проверки вычислений. Потребуется много терпеливого экспериментирования, пока удастся выяснить все эти детали.

Вторым замечательными открытием этого года является открытие расщепления лития протонами весьма малой кинетической энергии. Достаточно ускоряющего потенциала примерно в 100 000 V, чтобы этот процесс уже начался, хотя при более высоких напряжениях он протекает гораздо скорее. В течение последних двух лет Кокрофт и Уолтон были заняты проектированием и монтажом установки малого размера, дающей возможность экспериментировать

соответствующих частицам массы m и скорости v , определяется формулой:

$$n^2 = 1 + \frac{U}{\frac{1}{2}mv^2},$$

где U есть среднее значение потенциальной энергии падающих частиц внутри частицы рассеивающей. Внося в выражение для σ значения λ_0 и n^2 получаем:

$$\sigma = \frac{U^2 \cdot V^2}{\frac{1}{4}m^2v^4} \left(\frac{mv}{h} \right)^4 = \frac{4U^2 V^2 m^2}{h^4}.$$

Таким образом рассеяние частиц нейтронами, характеризующее силы их взаимодействия, во-первых, не зависит от скорости падающих частиц и во-вторых, пропорционально квадрату их массы, т. е. в случае протонов должно быть и миллионы раз сильнее, чем в случае электронов.

Прим. редакции.

при напряжениях до 800 000 V, которая вместе с тем была бы установкой лабораторного типа, экономящей место и электрическую энергию. Первые же их эксперименты по бомбардировке различных веществ протонами сразу увенчались успехом и показали, что литий может быть расщеплен и что при этом он испускает α -частицу в 8 000 000 V энергии (пробег 8 см). Чтобы удовлетворить законам сохранения энергии и импульса, необходимо допустить, что протон захватывается ядром Li^{7*} , которое таким образом становится ядром Be^8 . Это ядро, находясь в неустойчивом состоянии, немедленно взрывается с образованием двух разлетающихся в противоположные стороны α -частиц, каждая из которых имеет пробег в 8 см. То обстоятельство, что распад происходит именно таким образом, было проверено и подтверждено путем одновременного наблюдения и счета α -частиц в двух прямо противоположных направлениях от бомбардируемого образца лития.

Помимо Li обнаружено также расщепление многих других элементов при бомбардировке их протонами энергии в 250 000 V и выше. Пока еще не все наблюдаемые эффекты полностью поняты, и еще не доказано, что все частицы, испускаемые при расщеплении с несомненностью являются α -частицами. Возможно, что имеют место и иные типы расщепления. Но несомненно, что бор расщепляется по тому же типу как и литий, причем из энергетических соображений следует, что расщеплению подвергается B_{11}^5 , который образует ядро C_{12}^6 в возбужденном состоянии, немедленно выбрасывающее α -частицу в 5 000 000 V энергии. Более вероятно, хотя еще не проверено на опыте, что при этом взрыве C_{12}^6 сразу образуется три α -частицы одинаковой энергии, разлетающиеся в одной плоскости под углом в 120° друг к другу. Далее, весьма вероятно, что при бомбардировке протонами расщепляются и очень тяжелые элементы, даже уран. Соответствующие эффекты установлены с несомненностью, но как раз то обстоятельство, что они установлены для столь многих различных веществ, наводит на подозрение, что они могут обуславливаться наличием в тяжелых элементах каких-то загрязнений, которые и дают эти эффекты. В отношении тяжелых элементов наблюдения еще не вполне убедительны, но если теперешние результаты будут подтверждены, то они будут иметь чрезвычайно важное значение, ибо они потребуют самого радикального изменения всех наших теперешних воззрений на ядро. Существующая в настоящее время

* Верхний индекс у знака химического элемента означает его порядковый номер, равный заряду ядра, а нижний индекс — атомный вес соответствующего изотопа. *Прим. редакции.*

теория, повидимому, исключает всякую возможность воздействия на тяжелые ядра путем бомбардировки их протонами столь незначительной энергии.

Оба эти открытия весьма расширили круг известных нам в настоящее время разнообразных процессов, происходящих при бомбардировке ядер. Задержимся же несколько на этом вопросе и рассмотрим ряд типичных представителей этих процессов, включая также и те, которые были обнаружены более ранними наблюдениями над выбрасыванием ядрами протонов при бомбардировке их α -лучами. Приведенные в таблице процессы все хорошо изучены, и мы можем быть уверены как в вопросе о строении продуктов реакции, так и в вопросе о примерном балансе энергии, хотя данные об энергии и не приведены в таблице *.

$$\alpha \rightarrow \text{N}, \text{N}_{14}^7 + \alpha^2 = \text{O}_{17}^8 + p^1; \quad (\text{I})$$

$$\alpha \rightarrow \text{B} \begin{cases} \text{B}_{10}^5 + \alpha^2 = \text{C}_{13}^6 p^1 (\gamma\text{-лучи}) \\ \text{B}_{10}^5 + \alpha^2 = \text{B}_{10}^5 + \alpha^2 + p^1; \end{cases} \quad (\text{II})$$

$$p \rightarrow \text{B}^2; \text{B}_{11}^5 + \alpha^2 (= \text{C}_{12}^6 \text{ возбужд.}) = 3\alpha^2; \quad (\text{III})$$

$$p \rightarrow \text{Li}, \text{Li}_{13}^7 + p^1 (= \text{Be}_8^4 \text{ возбужд.}) = 2\alpha^2; \quad (\text{IV})$$

$$\alpha \rightarrow \text{Be}, \text{Be}_9^4 + \alpha^2 = \text{C}_{12}^6 + n_1^0 (\gamma\text{-лучи}); \quad (\text{V})$$

$$\alpha \rightarrow \text{B}, \text{B}_{11}^5 + \alpha^2 = \text{N}_{14}^7 + n_1^0 (\gamma\text{-лучи?}); \quad (\text{VI})$$

$$n \rightarrow \text{N}, \text{N}_{14}^7 + n_1^0 = \text{B}_{11}^5 + \alpha^2; \quad (\text{VII})$$

Процессы (VI) и (VII) являются обратными друг другу. Можно ожидать, что в дальнейшем будут экспериментально обнаружены и другие пары обратных друг другу процессов.

После этих поразительных новинок все остальные события, о которых я еще должен рассказывать, могут показаться обыденными и скучными, но тем не менее они связаны с весьма реальными успехами в нашей работе по выяснению природы ядра.

Итак, третий вопрос касается существенного увеличения точности измерений энергии α - и γ -лучей, излучаемых радиоактивными ядрами. Конечно, уже давно считалось довольно несомненным, что γ -лучи испускаются α -частицей или α -частицами в ядре при переходе ядра из одного квантового состояния в другое состояние меньшей энергии, совершенно так же, как обычный свет излучается при аналогичном изменении состояния внешних электронов атома. Энергия кванта $h\nu$ различных γ -лучей может быть измерена путем измерения энергии тех β -электронов, которые выбрасываются γ -лучами из внешней электронной оболочки породившего их атома. С этой целью можно измерить отклонение β -лучей в поперечном магнитном поле, пользуясь, например, методом полукругового фокусирования. Энергия γ -лучей должна соответствовать разности

* p означает протон, n — нейтрон.

энергий двух состояний ядра. С другой стороны, хотя распад большинства радиоактивных ядер с испусканием α -частицы происходит в состоянии наименьшей энергии этих ядер, некоторые ядра, в частности RaC' и ThC' , испускают также измеримое количество α -частиц, пробег и энергии которых больше нормального. По всей вероятности, эти быстрые α -частицы испускаются при непосредственном распаде тех же ядер, находящихся в возбужденном состоянии, как это соответствует общим положениям теории α -распада Гамова. Энергия этих быстрых α -частиц была определена по измерениям длины их пробега в воздухе путем экстраполяции эмпирического соотношения между пробегами и скоростью.

Чтобы определить систему энергетических уровней ядра, очевидно, необходимо установить предварительно соответствие между энергиями γ -лучей и энергиями α -лучей. Для этого в свою очередь существенно, чтобы энергии γ -лучей были известны по возможности с точностью до одной тысячной и чтобы с тою же точностью были известны разности между энергиями различных сортов α -лучей. До недавнего времени считалось, что данные Лизы Мейтнер (Meitner) и Эллиса (Ellis) для энергии γ -лучей обладают примерно этой степенью точности. Однако недавно Эллис, пользуясь усовершенствованной аппаратурой и весьма постоянным и однородным магнитным полем, возбуждавшимся постоянным магнитом, установил, что все эти считавшиеся правильными значения энергии γ -лучей больше истинных на 0,7%. Почти одновременно с этим Розенблюму (Rosenblum) в Париже удалось значительно уточнить наши сведения об энергии лучей. Розенблюм применил в своих новых измерениях метод полукругового фокусирования и принял при этом те необходимые меры предосторожности, которые не были приняты им в его прежних измерениях два года назад. Независимо от этого Реве рфорд (Rutherford) и Льюис (Lewis) в Кембридже разработали тот же метод измерения в несколько иной форме, причем полученные ими значения энергий в пределах весьма высокой в настоящее время степени точности совпадают с данными Розенблюма.

В результате всего этого в настоящее время можно с известной уверенностью сопоставить измеренные энергии γ -лучей RaC' с наблюдаемыми разностями энергий α -лучей. Ведущаяся в этом направлении работа еще не закончена и я ограничусь здесь сообщением только одного результата. Две наиболее важные γ -линии RaC' , исправленные энергии которых равны $h\nu = 6,12 \cdot 10^5 \text{ V}$ и $h\nu = 14,16 \cdot 10^5 \text{ V}$ с несомненностью соответствуют переходам ядра в нормальное состояние из двух состояний, в которых ядро испускает две наи-

более важные группы α -частиц дальнего пробега. Справедливость этих соотношений уже давно предполагалась гипотетически, но в высшей степени существенно, что теперь мы имеем в этом вопросе полную уверенность.

Четвертое и последнее достижение этого года, о котором я должен сообщить, носит теоретический характер, и для объяснения его потребуется несколько больше времени.

Процесс излучения линейчатого спектра β -лучей, являющегося вторичным результатом излучения ядром γ -лучей, может быть рассмотрен с двух различных точек зрения. Мы можем считать, что ядро излучает γ -лучи примерно так же, как осциллятор Герца излучает обычные электромагнитные волны, и что затем часть γ -лучей поглощается электронами (в особенности K -электронами) их собственного, породившего их атома, причем поглотившие энергию электроны вылетают из атома в форме β -лучей (так называемый „внутренний фотоэффект“ или „внутреннее обращение γ -лучей“). С другой стороны, следуя Росселанду (Rosseland) и Оже (Auger), мы можем также считать, что существует непосредственное (хотя и сложное) взаимодействие между возбужденным ядром и внеядерными (внешними) электронами атома, в результате которого ядро переходит в невозбужденное состояние, а электрон выбрасывается из атома с большой скоростью, соответствующей балансу энергии. Первый из этих способов описания более подходящ в тех случаях, когда при рассматриваемом квантовом переходе ядра γ -лучи фактически излучаются как таковые, ибо в этих случаях наиболее существенная часть взаимодействия сводится к воздействию поля классического электромагнитного осциллятора на электрон, находящийся в той области пространства вне ядра, пребывание электрона в которой наиболее вероятно. Второй же способ описания соответствует тем случаям, когда γ -лучи вовсе наружу не излучаются или излучаются лишь в малой доле, и когда во взаимодействии электрона с ядром наиболее важную роль играет область пространства внутри ядра. В дальнейшем я буду иметь в виду те квантовые переходы, к которым более применим первый способ описания.

Прошло уже несколько лет с тех пор, как Мисс Серрлс (Surrles) впервые теоретически подсчитала по порядку величины вероятность внутреннего обращения γ -лучей в K -оболочке атома. Эти вычисления основывались на шредингеровом уравнении для электрона и привели к результату, оказавшемуся примерно в десять раз меньше наблюдаемого. Впоследствии эти вычисления были уточнены Казимиром (Casimir), который исходил из дираковского уравнения для электрона и пользовался запаздывающими потенциалами для определения взаимодействия электрона с находящимся

в ядре осциллятором. Однако Казимир не вычислил точно интеграла, которым определяется это взаимодействие, а получил для него только асимптотическое выражение для больших значений отношения $\frac{h\nu}{m_0 c^2}$, где m_0 означает массу электрона. Формула Казимира была применена к γ -лучам RaC' , для которых отношения $\frac{h\nu}{m_0 c^2}$ приближается к единице, и вновь привела к значениям вероятности внутреннего обращения в десять раз меньшим, чем наблюдаемые.

Однако совсем недавно Холму (Holme) в Кембридже, проверявшему по просьбе Казимира его вычисления, удалось найти точное, а не только асимптотическое решение казимировской задачи, для чего ему, правда, пришлось выполнить одно сложное численное суммирование. Точное значение вероятности внутреннего обращения, вычисленное в функции от ν , оказывается для практически интересных значений отношения $\frac{h\nu}{m_0 c^2}$ гораздо большим, чем то можно было предполагать, пользуясь асимптотическим выражением. Кривая Холма проходит настолько близко к ряду значений, экспериментально найденных Эллисом для RaC' , что расхождения оказываются лежащими в пределах ошибок опыта.

Однако коэффициенты внутреннего превращения для некоторых других γ -линий RaC' и для более мягких γ -линий RaB все же значительно превышают значения, вычисленные для этих частот по кривой Холма-Казимира. В связи с этим Мотт (Mott) высказал предположение, что эти наблюдаемые значения могут соответствовать внутреннему поглощению квадрупольного излучения ядра, тогда как вычисления Холма относятся к излучению дипольному. Квадрупольное излучение должно соответствовать таким квантовым переходам ядра, при котором его азимутальное квантовое число изменяется на 0 или ± 2 ($\Delta l = 0, \pm 2$), тогда как дипольное излучение соответствует $\Delta l = \pm 1$. Хорошо известно, что в обычных оптических атомных спектрах встречаются как дипольные, так и квадрупольные линии, но что квадрупольные линии, вообще говоря, обладают чрезвычайно малой интенсивностью. Только в исключительных условиях они становятся яркими. Зеленая линия в спектре северного сияния и в спектре короны, принадлежащая нейтральному кислороду, так же как хорошо известные линии в спектрах туманностей, принадлежащие ионизированному кислороду и азоту, являются линиями квадрупольными. Однако имеются серьезные основания предполагать, что в излучении ядра интенсивности линий обоих типов должны быть одного порядка и что яркие линии могут быть как дипольными, так и квадрупольными. Ибо, ядра

состоят почти исключительно из α -частиц, т. е. частиц характеризуемых одним определенным значением отношения заряда к массе. Если бы в состав ядер входили только такие частицы, то дипольный момент ядер всегда в точности равнялся бы нулю. То обстоятельство, что в действительности строение ядер приближается к этому предельному случаю, должно уменьшить дипольный момент ядер не влияя на их квадрупольный момент, так что линии различных типов могут быть одного порядка яркости.

Основываясь на этих соображениях Мотт и Тейлор (Taylor) вычислили коэффициент внутреннего превращения квадрупольного излучения и нашли, что он больше коэффициента превращения, вычисленного Холмом. Оказалось, что теоретическая кривая удивительно хорошо согласуется с определенными Эллисом значениями этого коэффициента для тех из линий RaC' , которые не укладывались в кривую Холма, и для всех измеренных линий RaB .

Этот результат сам по себе весьма удовлетворителен, но, кроме того, необходимо подчеркнуть его значения для общей проблемы изучения ядра. Мы имеем теперь все те λ -линии, для которых измерен коэффициент внутреннего обращения. Это обстоятельство, возможно, сыграет существенную роль в задаче построения правильной систематики квантовых состояний ядра и будет соответствовать первым шагам в классификации атомных спектров — делению спектральных линий на главную и на диффузную серию.

Вряд ли можно рассчитывать, что и в дальнейшем столь же значительные успехи будут с той же быстротой следовать один за другим, непрерывно обогащая нашу науку. Но во всяком случае трудно переоценить те существенные изменения в наших воззрениях, которые принесли с собою последние шесть месяцев.