

К. А. ПЕТРЖАК

ПРОБЕГИ И ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ УРАНА
БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ*(Представлено академиком В. Г. Хлопиным 15 II 1940)*

Ганом и Штрассманом ⁽¹⁾ и далее Фришем ⁽²⁾ и Жолио ⁽³⁾ открыто явление ядерного деления. Теоретическая трактовка этого вопроса была дана Бором ⁽⁴⁾ и обстоятельно развита Бором и Уилером ⁽⁵⁾. Процесс деления тяжелого ядра на две части является энергетически чрезвычайно выгодным. Выигранная энергия переходит в кинетическую энергию осколков и частично в энергию возбуждения последних. Рядом исследователей было показано, что максимальная энергия одного осколка составляет около 100 млн. eV.

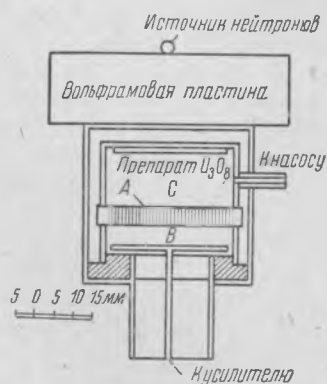
Дрост ⁽⁶⁾ с помощью ионизационной камеры и линейного усилителя наблюдал 4 группы осколков в 33, 56, 71 и 95 MeV. Однако немного позже Боус, Даннинг и Слак ⁽⁷⁾, работая с медленными нейтронами от циклотрона и ионизационной камерой, соединенной с линейным усилителем, нашли только две группы в 100 и 72 MeV. Гаксель ⁽⁸⁾, применив для этой цели мультипликационный счетчик, также обнаружил две группы в 74 и 52 MeV. Измерения Тибо и Мусса ⁽⁹⁾ и Маньяна ⁽¹⁰⁾ дают максимальную энергию одной группы 75 и 98 MeV соответственно.

В настоящей работе для наблюдения процесса деления урана применялась ионизационная камера, соединенная с линейным усилителем типа Винн-Вильямса. При определении максимальной энергии осколков была применена обычная ионизационная камера глубиной 2 см при атмосферном давлении. Препарат окиси урана приготавливался осаждением суспензии на тарелочку в 26 см². Толщина слоя была эквивалентна 1—2 мм воздуха. Эта тарелочка помещалась непосредственно в ионизационную камеру. В качестве источника нейтронов служили ампулки (Rn + Be) и (RaTh + Be) активностью около 800—900 mC. Чтобы избавиться от сильного γ -фона, между камерой и источником нейтронов помещалась пластина вольфрама толщиной 2 см. Конечные импульсы усилителя записывались осциллографом на киноплёнке. Усиление при этом было понижено по сравнению с таковым, необходимым для регистрации α -частиц так, что 1 мм отброса на осциллограмме соответствовал 5 MeV.

Из осциллограммы было получено в основном две группы осколков, энергии которых составляют 60 и 85 MeV. Если считать, что энергия при делении урана распределяется между осколками обратно пропорционально их массам, то мы видим, что тяжелое ядро урана 239 при захвате нейтрона делится на массы с атомными весами порядка 100 и 140. Этот

тип деления в настоящее время можно считать установленным. Он находится в согласии с химическими исследованиями. Однако остается загадочным, почему деление ядра урана при захвате нейтрона происходит, главным образом, на эти сильно различающиеся массы. Возможно, существуют и другие альтернативные типы деления, наблюдать которые не удастся вследствие неполного совершенства применяемого прибора или метода, или благодаря их малому выходу.

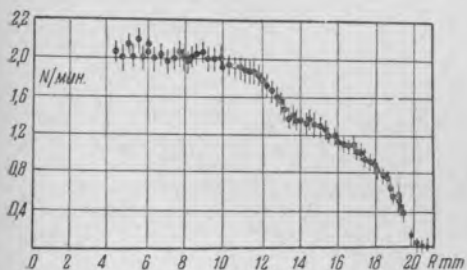
На первый взгляд казалось бы, что, набрав большое число отбросов и измерив их энергию, можно было бы построить кривую распределения энергии осколков и таким образом найти группы, которые образуются при делении урана. Так и было сделано Боусом, Данингом и Слаком. В своих предварительных измерениях они помещали препарат урана непосредственно в ионизационную камеру и производили измерения энергии осколков. При этом оказалось, что при таком способе измерения получаются в основном две группы с большим разбросом по энергии. Этот разброс получается за счет торможения осколков в собственном слое урана при вылете их в малом угле к плоскости препарата. Пропускаемая осколками в ионизационную камеру через диафрагму, они получили более резкое очертание этих групп. Несмотря на это, другие виды деления или, как они называют, «тонкую структуру» обнаружить им не удалось. Напомним еще раз, что их исследование проводилось с медленными нейтронами.



Фиг. 1.

Помимо описанного выше метода нахождения групп осколков урана можно для этой цели применить измерение их пробегов. Такого рода измерения с медленными нейтронами проделали Боус, Данинг и Слак (11). Они нашли две группы с пробегами 15 и 22 мм воздуха. Две группы нашел также Гаксель с пробегами $1,5 \pm 0,2$ и $1,8 \pm 0,24$ см воздуха.

Мы поставили задачу точного измерения пробегов осколков урана и попытались определить группы, образующиеся при делении урана быстрыми нейтронами.



Фиг. 2.

Для этого была применена ионизационная камера, указанная на фиг. 1. В латунном диске А толщиной 5 мм и 65 мм в диаметре были просверлены отверстия 1,5 мм диаметром на расстоянии 0,15 мм друг от друга. Диск располагался между ионизационной камерой В и камерой С, в которой помещалась тарелочка с окисью урана. Диск с просверленными отверстиями пропускал осколки в ионизационную камеру, которые находились в малом телесном угле. Разница в величине пробега между осколком, вылетевшим перпендикулярно препарату в камеру, по отношению к осколку,

вылетевшему при максимальном угле, для пробегов в 20 мм составляла 0,8 мм воздуха. Слой окиси урана, употреблявшийся при данном измерении, был тем же самым, как и в случае измерения энергии, т. е. эквивалентный 1—2 мм воздуха. Измерение пробегов осуществлялось изменением давления в камере, где находился препарат с ураном. Просверленные отверстия в диске покрывались пленкой, эквивалентной 3 мм воздуха. Расположение источника и вольфрамовой пластины указано на фиг. 1. Таким образом, изменяя давление в камере С и регистрируя число осколков, попавших в ионизационную камеру В, можно было промерять величины пробегов и этим обнаружить группы. Следует заметить, что при отсутствии такого диска, т. е. когда тарелочка с окисью урана помещалась непосредственно в ионизационную камеру с тем же источником, наблюдалось около 50 делений в 1 мин., в то время как при применении диска в ионизационную камеру попадало около 2 осколков в 1 мин.

Результаты измерений приведены на фиг. 2. По оси ординат отложено число осколков, попавших в ионизационную камеру, а по оси абсцисс—

пробег в миллиметрах воздуха. Из кривой следует, что деление урана происходит в основном на две сильно выраженные группы, дающие обрывы на графике при 14 и 20 мм воздуха. Так как усилитель действовал при пониженном усилении, то к пробегам следует прибавить еще примерно по 2 мм, так что в результате для пробегов осколков мы получим 16 ± 1 и 22 ± 1 мм воздуха при 15° и 760 мм рт. ст. Эти измерения ближе всего согласуются с данными, полученными Боусом, Даннингом и Слаком.

Как видно из кривой, интенсивность длиннопробежной группы примерно на 20—25% больше интенсивности короткопробежной группы. Это повышение интенсивности возможно объяснить, предположив, что, помимо основного деления урана на два осколка с сильно различающимися массами, происходит еще деление симметричного вида на осколки, массы которых близки между собой (скажем, 118 и 121). В этом случае величины пробегов осколков будут несколько больше, чем величина пробега для короткопробежной группы основного типа деления, и поэтому мы будем наблюдать повышение ординат кривой на месте стыка короткопробежной группы. Это обстоятельство, если предложенное объяснение вида кривой правильно, указывает на весьма фундаментальный факт, что деление урана при облучении быстрыми нейтронами происходит альтернативным образом.

На основе несколько иных наблюдений к тому же заключению пришли Ентчке и Пранкль⁽¹²⁾.

В их работе, опубликованной после окончания моего исследования*, приводятся результаты измерений, сделанные с ионизационной камерой и усилителем. Осажденный электролитическим путем на платиновую шайбу уран помещался в ионизационную камеру. Камера защищалась от γ -лучей экраном из свинца и окружалась парафином. При слое урана, эквивалентном 0,17 мм воздуха, они получили при облучении медленными нейтронами кривую распределения по энергии, которая указывала на присутствие двух групп со средней энергией 57 и 91 MeV. При этом оказалось, что группа с энергией 57 MeV значительно более размыта, чем группа с энергией 91 MeV. Число импульсов как в одной, так и в другой группе было одинаково. Виолие естественно, что такое явление, как указывалось ранее, можно отнести за счет торможения в слое урана. Чтобы проверить это, они проделали такой же опыт, но только со слоем урана, эквивалентным 0,27 мм воздуха. Характер групп оказался тем же, как и в первом опыте, и увеличение размытости не наблюдалось. Далее они нанесли слой урана, эквивалентный 0,6 мм воздуха, и нашли распределение по энергии при облучении медленными нейтронами, а затем повторили опыт с этим же слоем урана, облучая его быстрыми нейтронами. Эти два последних опыта показали им, что размытость группы с меньшей энергией в случае облучения быстрыми нейтронами увеличивается в сторону повышения энергии. Объяснить это обстоятельство торможением в собственном слое урана нельзя по двум причинам. Во-первых, исследование производилось с одним и тем же слоем препарата, и, во-вторых, увеличение размытости происходит не в сторону уменьшения, а в сторону повышения энергии. Весь полученный материал привел Ентчке и Пранкля к заключению, что, помимо основного типа деления при облучении быстрыми нейтронами, частично идет деление на осколки, разность масс которых мала.

Ниже описываются опыты, в которых измерялось торможение — потеря энергии осколка на ионизацию вдоль пробега в воздухе. В первом приближении, исходя из энергии и величины пробега, можно считать, как это делал Гаксель, что потеря энергии осколка на ионизацию на 1 см пути $\frac{dT}{dx} \approx 40$ MeV/см. Это было бы справедливо, если бы эффективный заряд осколка вдоль пробега был неизменным.

При делении урана, вследствие быстроты процесса, наружные электроны не успевают захватиться осколком, в результате чего последние обладают большим начальным эффективным зарядом. Теоретическая

* Результаты моей работы были доложены на IV Всесоюзном совещании по атомному ядру в Харькове в ноябре 1939 г.

оценка величины начального эффективного заряда, произведенная А. Мигдалом (13), приводит к значению $7 < Z < 16$. Вопрос о потере эффективного заряда осколка и о торможении его был теоретически разработан Бекон (14).

После разрыва осколок захватывает электроны молекул воздуха и, таким образом, теряет свой положительный заряд. При этом считается, что радиационный захват является слишком слабым, в то время как нерадиационные процессы образуют быструю нейтрализацию осколка. Эти процессы состоят в поглощении электрона молекулой воздуха. Освобождающаяся энергия передается второму электрону той же молекулы, который покидает ее в процессе Оже.

Нейтрализация тяжелого иона до такой степени быстра, что осколок целиком теряет свой заряд, прежде чем он затормозится, поэтому осколок может после нейтрализации пройти еще путь до полной остановки. В доказательство этого Бекон приво- дит объяснение того, что при определении пробега методом собирания осколков Жолио оценил величину пробега в 30 мм воздуха, в то время как все измерения по ионизации дают пробег 20 мм воздуха.

Скорость осколка значительно больше скорости электрона в атоме, поэтому вычисления могут быть основаны на формуле Гейгера:

$$dR = 3 \frac{M}{Z^2} C v^2 dv,$$

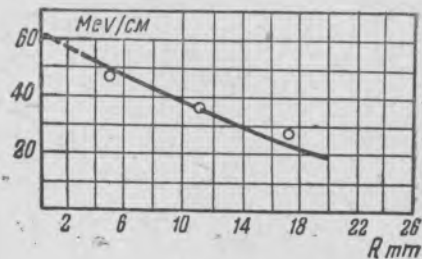
где R — пробег осколка, M — масса осколка, Z — эффективный заряд, v — скорость осколка и C — постоянная Гейгера. Так как осколок постепенно теряет свой эффективный заряд, то

$$Z = Z_0 e^{-\gamma t},$$

где Z_0 — первоначальный заряд осколка, γ — вероятность эффекта Оже и t — время. Поэтому удельная потеря энергии на ионизацию будет величиной, убывающей монотонным образом.

Измерения $\frac{dT}{dx}$ проводились с тем же устройством камеры, как и при определении пробегов. Так как минимальная глубина камеры, которую можно было использовать, равнялась 6 мм, то в настоящей работе удалось провести измерения в трех участках пробега между 3—9, 8—14 и 14—20 мм, со средними точками 5, 11 и 17 мм от начала пробега. Из сравнений максимальной ионизации осколка с ионизационным эффектом, образованным в данной глубине камеры α -частицей, были найдены значения $\frac{dT}{dx}$ осколка, равные 47, 38 и 29 MeV, соответствующие указанным выше участкам пробега. На фиг. 3 показана кривая измерений удельных потерь; по оси ординат отложена потеря энергии в MeV/см, а по оси абсцисс — пробег в миллиметрах. Вследствие того что была необходимость применения пленки, эквивалентной 3 мм воздуха, начало кривой измерить не удалось. Однако, исходя из кривой, мы можем экстраполировать ее до начала координат и определить минимальное значение в начале пробега $\frac{dT}{dx} \approx 50$ MeV/см. Непосредственно из кривой вытекает, что эффективный заряд осколка во всяком случае больше 4, иначе мы не получили бы такого плавного хода кривой при захвате, скажем, 1 электрона. Если воспользоваться значением $\frac{dT}{dx} \approx 50$ MeV/см и соответствующими данными в формуле Бете

$$\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2 N L}{m v^2} \lg \frac{2mv^2}{E},$$



Фиг. 3.

где e —заряд электронов, Z —эффективный заряд осколка, N —число атомов в 1 см^3 , L —число электронов в атоме, m —масса электрона, v —скорость осколка, E —ионизационный потенциал, то можно оценить величину Z , считая, что для воздуха $E=127$ и $L=16,3$, как было указано Блеккетом⁽¹⁵⁾. Мы находим, что нижний предел эффективного заряда на 1-й см трэка осколка составляет около 12. Эта величина находится в согласии с теоретическим значением, полученным А. Мигдалом.

Ентчке и Пранклю удалось измерить $\frac{dT}{dx}$ в самом начале координат. Они дают значение Z в пределах 15 и 20.

За ценные указания и помощь в работе приношу благодарность И. В. Курчатову и И. И. Гуревичу.

Радиевый институт
Академии Наук СССР
Ленинград

Поступило
15 II 1940

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ O. Hahn u. Strassman, Naturwiss., 27, 11 (1939). ² O. Frisch, Nature, 143, 276 (1939). ³ F. Joliot, C. R., 208, 341 (1939). ⁴ Bohr, Nature, 143, 330 (1939); Phys. Rev., 55, 418 (1939). ⁵ N. Bohr a. J. A. Wheeler, Phys. Rev., 56, 426 (1939). ⁶ G. Droste, Naturwiss., 27, 198 (1939). ⁷ E. Booth, G. R. Dunning a. F. G. Slack, Phys. Rev., 55, 981 (1939). ⁸ O. Haxel, ZS. f. Phys., 112, 681 (1939). ⁹ Thibaud, A. Moussa, C. R., 208, 744 (1939). ¹⁰ Cl. Magnan, C. R., 208, 743 (1939). ¹¹ E. Botth, J. R. Dunning, a. F. G. Slack, Phys. Rev., 55, 982 (1939). ¹² Jentscke u. F. Prankl, Phys. Rev., 23/24, 706 (1939). ¹³ А. Мигдал, ЖЭТФ, 9, 1163 (1939). ¹⁴ G. Beck et P. Navas, C. R., 208, 1643 (1939). ¹⁵ R. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc., 135, 132 (1939).