

ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ¹⁾

И. В. Курчатов, Ленинград

Проблема деления тяжелых ядер и связанный с ней вопрос о возможности осуществления цепной ядерной реакции подробно обсуждались на Совещании по физике атомного ядра в 1939 г. в Харькове ¹. Я поэтому ограничусь в своем докладе изложением и анализом основных работ, которые были выполнены за истекший промежуток времени ².

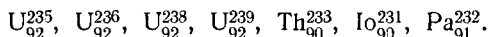
В течение последнего года не опубликовано существенно новых теоретических представлений о механизме деления. Гипотеза о неустойчивости тяжелых ядер по отношению к изменениям их формы, высказанная еще Мейтнер и Фришем, остается и сейчас основным объяснением явления деления. Однако, ряд количественных соотношений, которые вытекали из расчетов Бора и Уиллера, исходивших из той же гипотезы, в настоящее время подвергается сомнению. Эти вопросы разбираются в отдельном докладе Берестецкого и Мигдала, поэтому я на них останавливаться не буду.

За истекший год были обнаружены новые возможности возбудить деление ядер.

Гант ³ произвел ряд предварительных опытов, в которых наблюдал методом Жолио, — т. е. по радиоактивности осколков — деление ядер урана под действием дейтронов с энергией 8—9 MeV. Уэллс, Хэксби и др. ⁴ установили деление урана под действием γ -лучей в 6 MeV, получающихся при расщеплении фтора протонами. Наконец, Петржак и Флеров обнаружили самопроизвольное деление ядер урана.

В мае 1940 г. Ентчке, Пранкль и Хернегер ⁵ опубликовали сообщение о делении ядер иония. Они показали, что тепловые нейтроны не вызывают деления и что оно происходит от быстрых нейтронов (d , d) источника.

Таким образом, в настоящее время явления деления можно считать установленными для следующих ядер:



За этот год был продвинут вперед вопрос о границах и сечениях деления для некоторых из перечисленных выше ядер. Бла-

¹⁾ Доклад на Совещании по атомному ядру 1940 г., см. в этом выпуске стр. 241.

годаря работам Нира и др.⁶, добившихся разделения изотопов урана, было с определенностью установлено, что тепловые нейтроны производят деление только U_{92}^{235} . Опыты производились с количествами U^{238} и U^{235} , соответственно равными в лучшем случае 4 и 0,03 микрограмма. Делались попытки в этих же опытах выяснить возможность деления U^{234} тепловыми нейтронами, но вследствие малости полученных количеств этого изотопа и близости его массы к массе U^{235} данный вопрос не получил окончательного решения.

Ряд исследований был произведен с целью определить минимальную энергию нейтронов, вызывающих деление U^{238} и Th^{232} . Петржак и Флеров⁷, на основании опытов с фотонейтронами бериллия, возбуждаемого γ -лучами радия и тория и их продуктов распада, пришли к заключению, что граничная энергия нейтронов, вызывающих деление U^{238} , порядка 1 MeV. Хэксби, Уэллс и др.⁸, получая нейтроны в реакции $Li^7(p, n)$, нашли, что граница деления тория лежит при 1,1 MeV. Таким образом, из сопоставления этих результатов следует, что граничные энергии нейтронов в рассматриваемых случаях одинаковы. Это заключение, однако, может оказаться неверным, так как определение границы в сильной степени зависит от хода сечения в примыкающих областях энергий, чувствительности метода и числа нейтронов источника. Нужно заметить, что еще хуже обстоит дело с определением границ деления иония и протактиния; для этих элементов известно только, что их деление не вызывается тепловыми нейтронами и во всяком случае происходит при энергии нейтронов в 2 MeV.

Порядок границ можно было бы установить по величинам сечения деления для быстрых нейтронов, если принять трактовку Бора и Уиллера для хода с энергией вероятностей неупругого рассеяния и деления. По их мнению, в областях, не очень близких к границе, обе вероятности меняются с энергией по одному и тому же закону, и так как неупругое рассеяние является единственным процессом, который практически может конкурировать с делением, то сечение деления должно оставаться постоянным при изменении энергии нейтронов. Его значения будут тем меньше, чем выше граница, так как неупругое рассеяние будет иметь уже большую вероятность при тех энергиях, когда деление еще только станет возможным. Сечения деления U^{238} , Pa^{231} , Th^{232} и Io^{230} быстрыми нейтронами соответственно равны $5 \cdot 10^{-25}$; $3 \cdot 10^{-24}$; $1 \cdot 10^{-25}$ и $3 \cdot 10^{-25}$ см², и, следовательно, элементы, испытывающие деление, должны быть расположены по этим соображениям в порядке возрастающих границ следующим образом: U^{235} , Pa^{231} , U^{238} , Io^{230} и Th^{232} .

Экспериментальный материал показывает, что по крайней мере часть утверждений Бора и Уиллера соответствует опыту и в действительности сечения деления урана и тория в областях, не примыкающих к границе, не зависят от энергии нейтронов. Ладенбург, Каннер, Баршалл и Ван-Вурис⁹ получали монохроматические по скоростям нейтроны в (d, d) реакции. Изучая деление под действием нейтронов, вылетающих под разными углами, по отношению к пото-

ку падающих дейтронов, они показали, что в интервале изменения энергии нейтронов от 2,1 до 3,1 MeV сечения деления урана и тория остаются постоянными. Агено, Амальди, Боччиарелли и Трабакки¹⁰ пришли к тому же заключению для интервала энергий от 2 до 10 MeV, изучая деление урана и тория под действием нейтронов, возникающих в (d, d), (d, B), (d, Be) и (d, Li) реакциях. В том же исследовании было показано, что сечения деления урана начинают возрастать при энергиях нейтронов больше 11 MeV.

По мнению Бора, этот рост не связан с изменением при очень больших возбуждениях отношения вероятности деления и вероятности испускания нейтронов ядром U^{238} . После вылета нейтрона из ядра оно, вообще говоря, остается возбужденным. Может оказаться, что энергия возбуждения будет больше границы деления, тогда за испарением нейтрона из U^{239} последует деление U^{238} . Добавление этого вида деления при больших возбуждениях и является, по Бору, причиной роста сечения.

Вторая часть утверждений Бора и Уиллера, связывающих величину сечения с границей, сейчас еще не проверена на опыте.

Рассмотрим теперь работы по изучению энергии и природы осколков, возникающих при делении тяжелых ядер. Наиболее тщательные определения энергии были произведены Каннером и Баршаллом¹¹ с помощью соединенной с линейным усилителем ионизационной камеры, на один из электродов которой наносился уран. Они нашли в кривой распределения импульсов по величине два максимума при энергиях в 65 и 97 MeV. Каннер и Баршалл, кроме того, измерили непосредственно общую энергию осколков, помещая в середине ионизационной камеры алюминиевую фольгу, на которую при помощи катодного распыления наносили очень тонкий слой металлического урана. Общая энергия осколков оказалась в среднем равной 159 MeV, что хорошо согласуется с суммой определенных ими отдельных энергий каждого осколка. Эта энергия относится к наиболее распространенному типу деления на осколки с массовыми числами порядка 100 и 140. Полуширина распределения по данным Каннера и Баршалла равна ~ 30 MeV, наиболее высокая энергия, выделяющаяся при делении, 200 MeV. Вычисление энергии производилось по числу образованных осколком ионов, как обычно при предположении, что средняя энергия, затрачиваемая осколком на образование одного иона, та же, что и для α -частицы. Ввиду того, что таким образом вносится известный произвол, особенную ценность приобретает работа Гендерсона¹², определявшего энергию осколков при делении урана калориметрическим методом. В его опытах 13 г металлического урана облучались интенсивным пучком медленных нейтронов циклотрона в Беркли. Температура урана измерялась с помощью термометра сопротивления; число делений ядра определялось при помощи специальных, одновременно производившихся опытов с тонким слоем урана в ионизационной камере. Гендерсон нашел, что средняя энергия осколков равна 175 MeV. Эта величина больше кинетической энергии

осколков, так как в массе урана и окружавшем его медном панцире поглощалась значительная часть мягких излучений, сопровождающих β -распад осколков.

Физические методы исследования дают, как мы видели, некоторые указания на природу осколков, но решающее значение здесь имеют радиохимические исследования. В этой области проведено большое количество работ, в значительной степени уточнивших и расширивших результаты исследований прошлого года.

В большинстве случаев заряд элемента определялся на основании его химических свойств; для иода, теллура и сурьмы это производилось по характеристическим K -лучам рентгеновского спектра. Исследования изменения активности во времени после соответствующих химических выделений позволили с несомненностью установить несколько цепей последовательных β -превращений. Периоды распада и свойства радиоактивного излучения некоторых осколков совпали с теми же величинами для радиоактивных ядер, получающихся при облучении дейтонами, протонами и нейтронами элементов в этой части периодической системы. Это позволило определить массовые числа таких осколков. Известный сейчас материал о цепях последовательных β -превращений осколков, получающихся при делении урана, собран в табл. 1¹).

Нужно сказать, что, несмотря на большой труд, вложенный в химические исследования радиоактивных осколков, полученный материал не дает существенных данных для анализа процесса деления. Сейчас, строго говоря, нельзя установить ни одной ветви, для которой можно было бы с уверенностью указать заряд начальных осколков и их массовые числа. Между тем, если бы это было известно, оказалось бы возможным независимым методом, по разности между массовым числом сложного ядра урана и суммой массовых чисел начальных осколков ветви, судить о количестве нейтронов, сопровождающих деление ядер.

Любопытно отметить, что отношение числа нейтронов и протонов в начальных легких и тяжелых осколках получается разным. В то время как в тяжелых осколках это отношение очень близко к характерному для урана, в легких осколках оно значительно меньше. Как и следовало ожидать, ядерное вещество успевает перераспределиться в уране раньше, чем происходит самый процесс деления. Известно уже несколько случаев, когда легкие осколки очень близки по своей массе к стабильным ядрам. И. П. Селинов в связи с этим высказал предположение о возможности деления урана с образованием стабильного легкого осколка.

На прошлом совещании обсуждался в связи с работами Петржака, Энтчке и Пранкля вопрос о возможности образования различного вида осколков при взаимодействии урана с медленными и быстрыми нейтронами. Из распределения ионизационных импульсов по величине вытекало, что под действием быстрых нейтронов, наряду с асим-

¹) Таблица составлена научным сотрудником ЛФТИ И. П. Селиновым.
* означает метастабильное состояние ядра.

метричным делением, имеет место образование близких по массам осколков. С этим заключением в некотором соответствии находятся опыты японских исследователей ¹⁸, указывающих на образование ра-

Таблица 1

$\begin{array}{l} \text{Kr}_{35}^{83} \xrightarrow{140 \text{ мин.}} \text{Kr}_{36}^{83*} \xrightarrow{112 \text{ мин.}} \text{Kr}_{36}^{83} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Kr}_{36}^{88} \xrightarrow{170 \text{ мин.}} \text{Rb}_{37}^{88} \xrightarrow{18 \text{ мин.}} \text{Sr}_{38}^{88} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Kr}_{36}^{89} \xrightarrow{3 \text{ мин.}} \text{Rb}_{37}^{89} \xrightarrow{15,5 \text{ мин.}} \text{Sr}_{38}^{89} \xrightarrow{54 \text{ дня}} \text{Y}_{39}^{89} \\ \text{Mo}_{42} \xrightarrow{67 \text{ час.}} \text{Ека-Мп}_{43} \xrightarrow{6,6 \text{ часа}} \text{Ека-Мп}_{43}^{(99)} \text{ (стабильн.)?} \\ \text{Mo}_{42} \xrightarrow{19 \text{ мин.}} \text{Ека-Мп}_{43} \xrightarrow{9 \text{ мин.}} \text{Ru}_{44} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Kr}_{36} \xrightarrow{\text{оч. кор.}} \text{Rb}_{37} \xrightarrow{80 \text{ сек.}} \text{Sr}_{38} \xrightarrow{6 \text{ час.}} \text{Y}_{39} \xrightarrow{3,5 \text{ часа}} \text{Zr}_{40} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Zr}_{40} \xrightarrow{17 \text{ час.}} \text{Nb}_{41} \xrightarrow{75 \text{ мин.}} \text{Mo}_{42} \text{ (стабильн.)} \end{array}$	<p>Легкие осколки</p>
$\begin{array}{l} \text{Sb}_{51}^{127} \xrightarrow{80 \text{ час.}} \text{Te}_{52}^{127} \xrightarrow{10 \text{ час.}} \text{J}_{53}^{127} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Sb}_{51}^{129} \xrightarrow{4,2 \text{ часа}} \text{Te}_{52}^{129} \xrightarrow{70 \text{ мин.}} \text{J}_{53}^{129} \text{ — (?) } \\ \text{Te}_{52}^{131} \xrightarrow{25 \text{ мин.}} \text{J}_{53}^{131} \xrightarrow{8,0 \text{ дн.}} \text{Xe}_{54}^{131} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Xe}_{54}^{139} \xrightarrow{<0,5 \text{ мин.}} \text{Cs}_{55}^{139} \xrightarrow{7 \text{ мин.}} \text{Ba}_{56}^{139} \xrightarrow{86 \text{ мин.}} \text{La}_{57}^{139} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Ba}_{56}^{(140)} \xrightarrow{300 \text{ час.}} \text{La}_{57}^{140} \xrightarrow{44 \text{ часа}} \text{Ce}_{58}^{140} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Sb}_{51} \xrightarrow{5 \text{ мин.}} \text{Te}_{52} \xrightarrow{77 \text{ час.}} \text{J}_{53} \xrightarrow{2,4 \text{ часа}} \text{Xe}_{54} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Sb}_{51} \xrightarrow{10 \text{ мин.}} \text{Te}_{52} \xrightarrow{60 \text{ мин.}} \text{J}_{53} \xrightarrow{22 \text{ часа}} \text{Xe}_{54} \xrightarrow{5 \text{ дн.}} \text{Cs}_{55} \text{ (?) } \\ \text{Sb}_{51} \xrightarrow{<10 \text{ мин.}} \text{Te}_{52} \xrightarrow{43 \text{ мин.}} \text{J}_{53} \xrightarrow{54 \text{ мин.}} \text{Xe}_{54} \\ \text{Te}_{52} \xrightarrow{\sim 15 \text{ мин.}} \text{J}_{53} \xrightarrow{6,6 \text{ часа}} \text{Xe}_{54} \xrightarrow{9,4 \text{ часа}} \text{Cs}_{55} \text{ (?) } \\ \text{Xe}_{54} \xrightarrow{15 \text{ мин.}} \text{Cs}_{55} \xrightarrow{33 \text{ мин.}} \text{Ba}_{56} \text{ (?) } \\ \text{Ba}_{56} \xrightarrow{14 \text{ мин.}} \text{La}_{57} \xrightarrow{2,5 \text{ часа}} \text{Ce}_{58} \text{ (?) } \\ \text{Xe}_{54} \xrightarrow{\text{кор.}} \text{Cs}_{55} \xrightarrow{40 \text{ сек.}} \text{Ba}_{56} \text{ (?) } \end{array}$	<p>Тяжелые осколки</p>
$\begin{array}{l} \text{Pd}_{46}^{(111)} \xrightarrow{17 \text{ мин.}} \text{Ag}_{47}^{(111)} \xrightarrow{7,5 \text{ дня}} \text{Cd}_{48}^{111} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Ag}_{47}^{112} \xrightarrow{3,2 \text{ дня}} \text{Cd}_{48}^{112} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Cd}_{48}^{115} \xrightarrow{2,5 \text{ дня}} \text{In}_{49}^{115*} \xrightarrow{4,5 \text{ часа}} \text{In}_{49}^{115} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Cd}_{48}^{117} \xrightarrow{3,75 \text{ часа}} \text{In}_{49}^{114} \xrightarrow{117 \text{ мин.}} \text{Sn}_{50}^{117} \text{ (стабильн.)} \\ \text{Cd}^* \xrightarrow{50 \text{ мин.}} \text{Cd} \text{ (стабильн.)} \end{array}$	<p>Осколки при сим- метрич- ном делении</p>

диоактивных серебра и кадмия (см. табл. 1). По их данным эти ядра возникают только при действии быстрых нейтронов.

В заключение обзора работ по явлениям деления нужно еще сделать несколько замечаний о связанном с этими реакциями нейтронном излучении.

Наши знания о нейтронах, вылетающих при делении урана, стали теперь более достоверными, главным образом, благодаря ценной работе Цинна и Сциларда. Они регистрировали нейтроны по атомам отдачи водорода и гелия в ионизационной камере, причем в качестве источника использовали не очень быстрые нейтроны (верхний предел энергии 130 KeV), возникающие под действием γ -лучей радия на бериллий. Из эффекта, обусловленного нейтронами, возникающими при делении, можно было легко выделить эффект, вызванный более медленными нейтронами источника.

Цинн и Сцилард установили, что на каждый акт деления, вызываемый тепловым нейтроном, вылетает 2,3 нейтрона с энергией от 1 до 3 MeV. Принятый в работе метод не позволял ничего сказать о промежутке времени, который отделяет испускание нейтронов от момента деления ядра, но ряд других опытов с несомненностью показывает, что основная масса наблюдавшихся Цинном и Сцилардом нейтронов не может быть связана с процессами задержанного испускания, сопровождающими β -распад осколков.

Теперь стало известным, что задержанное испускание нейтронов имеет место не только для β -распада с полупериодом в 12,5 сек. Бус, Дэннинг и Слэк¹⁴ нашли задержанное испускание с периодом 45 сек., а Бростром, Кох и Лауритсен¹⁵ с периодом в 0,1—0,3 и 3 сек. В среднем, однако, число этих сопровождающих β -распад осколков нейтронов не превышает нескольких процентов от числа делений. Особенно ясно это было показано Гиббсом и Томсоном¹⁶, работавшими с пульсирующим потоком (d, d) нейтронов и установившими, что основная масса нейтронов вылетает раньше, чем через 0,001 сек. после акта деления.

Цинн и Сцилард склонны думать, что наблюдаемые ими нейтроны вылетают из осколков очень скоро после их образования и что с этим связано размытие их спектра. При этом предположении энергия нейтрона по отношению к осколку равна ~ 2 MeV. Максимальная энергия соответствует вылету нейтрона в направлении движения осколка, минимальная — вылету его в противоположном направлении.

До настоящего времени еще нельзя считать экспериментально установленным, что нейтроны вылетают из возбужденных осколков, а не в самый момент деления. Этот вопрос можно было бы разрешить постановкой специальных опытов.

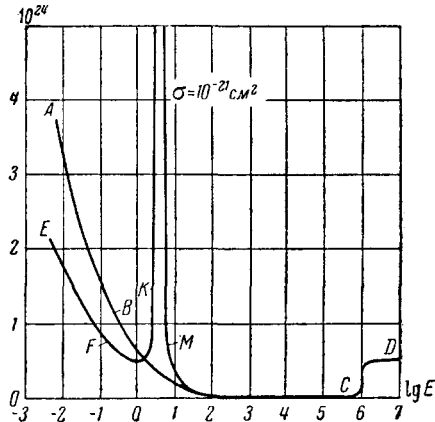
Данные Цинна и Сциларда относятся к случаю расщепления урана тепловыми нейтронами, т. е. к делению U^{235} . Достоверных данных о числе нейтронов, сопровождающих деление других ядер, мы не имеем.

Обратимся теперь к рассмотрению вопроса о цепной ядерной реакции. После того как выяснилось, что каждый акт деления сопровождается вылетом по крайней мере двух нейтронов, стало возможным думать об осуществлении цепной реакции. Она могла бы быть реализована в том случае, если из ν сопровождающих деление нейтронов хотя бы один в свою очередь производил дальнейшее деление. Необходимо, следовательно, чтобы $\nu(1 - \gamma) > 1$, если γ пред-

ставляет вероятность таких процессов взаимодействия нейтронов с ядром, в результате которых нейтроны теряют способность вызывать деление.

На Совещании по атомному ядру 1939 г. подробно обсуждались вопросы осуществления цепной реакции для чистого урана и смеси урана с водой.

Остановимся сначала на второй системе. Как известно, ход сечения для деления урана, в зависимости от энергии нейтронов, имеет две области больших значений, указанных на рисунке линиями AB и CD . Ход сечения поглощения нейтронов, не приводящего к делению, для данной системы изображается линией EF , изменяющейся по тому же закону, что и AB , и линией KM . Участок EF в некоторой степени обусловлен поглощением медленных нейтронов водородом, участок же KM поглощением только ураном, приводящим к образованию трансуранового радиоактивного изотопа, но не вызывающего деления.



Нейтроны, сопровождающие деление, имеют, как мы видели, энергию в несколько MeV. Замедляясь до тепловых скоростей, они проходят опасную область KM и частично здесь поглощаются. Если при делении возникает ν нейтронов, то тепловых скоростей достигнет лишь νp нейтронов, где p — вероятность их прохождения через область KM . Таким образом, явление деления будет вызывать $\nu \chi$ нейтронов; χ , равное $\frac{AL}{AL + EL}$, дает отношение сечения деления ко всем сечениям поглощения тепловых нейтронов. Для того чтобы была возможной цепная реакция, необходимо, чтобы $\nu \chi > 1$.

Нетрудно видеть, что наиболее благоприятные условия для осуществления цепной реакции будут иметь место для вполне определенного соотношения числа атомов водорода и урана в смеси.

При очень больших концентрациях водорода коэффициент p будет большим, так как нейтроны будут более интенсивно замедляться в смеси, но зато коэффициент χ будет малым, так как возрастет вероятность поглощения тепловых нейтронов водородом. С другой стороны, очень большие концентрации урана хотя и приведут к большим значениям χ , но коэффициент p будет мал. На Совещании 1939 г. докладывалось очень тщательно выполненное исследование Зельдовича и Харитона, посвященное анализу этого вопроса². Авторы пришли к заключению, что даже при наименее благоприятном соотношении компонент смеси (4 атома водорода на 1 атом урана) про-

изведение νk равно 0,82, т. е. цепная реакция в смеси уран — вода невозможна.

Еще в прошлом году Бор указал, исходя из простых теоретических соображений, что участок AB в кривых сечения относится к мало распространенному изотопу U^{235} , а участки EF , CD и KM — к основному изотопу U^{238} . Таким образом, возникала возможность, отмечавшаяся Зельдовичем и Харитоном, осуществить цепную реакцию в системе вода — уран, обогатив последний изотопом U^{235} . Можно было бы, не изменяя коэффициента p , увеличить k и довести произведение νk до значения, большего единицы.

Хотя соображения Бора и представлялись убедительными, только 1940 г., когда были произведены опыты на разделенных изотопах, принес окончательную уверенность в правильности предположения о распределении отдельных участков кривой $ABKMCD$ между разными изотопами, а вместе с тем и принципиальное решение задачи об использовании внутриядерной энергии в процессе цепного распада урана.

Практическое решение проблемы этим путем естественно представляет грандиозные затруднения, ввиду того что оно связано с изменением в два раза содержания легкого изотопа в больших массах урана.

Прежде чем переходить к разбору цепных процессов в других системах, необходимо еще сделать одно замечание, касающееся выводов Зельдовича и Харитона о реакциях в системе необогащенный уран — вода. Ввиду того что точный ход и положение резонансной полосы поглощения KM еще не установлены (Андерсон¹⁷ в этом году, например, дал для резонансной энергии значения в 5 eV, вместо 25 eV, которые принимались ранее по работе Гана и Штрассмана), Зельдович и Харитон при определении коэффициента p для разных концентраций компонент смеси применили следующий способ:

Коэффициент p по их расчетам равен

$$p = \exp \left(-\alpha \sqrt{\frac{C_U}{C_H}} \right),$$

где C_U и C_H — концентрации урана и водорода в смеси, а α — некоторая постоянная. Она определялась Зельдовичем и Харитоном из экспериментов Гальбана, Коварского и Савича, в которых для ряда пар значений C_U , C_H измерялась величина p . Зная величину p , можно, очевидно, по предыдущей формуле вычислить p для смесей различного состава, причем результат вычислений не будет зависеть от формы и положения резонансного уровня KM .

Цепную реакцию деления изотопа U^{235} можно пытаться осуществить, пользуясь для замедления не только протонами, но и другими легкими ядрами. Ввиду того что относительная концентрация замедляющих ядер в смеси должна быть большой, чтобы обеспечить малое поглощение нейтронов в опасной зоне, допустимы лишь очень малые значения поглощения тепловых нейтронов этими ядрами, по-

рядка 10^{-27} — 10^{-28} см². Большинство легких элементов слабо поглощает нейтроны; но точные значения сечений определены ненадежно (из-за трудностей измерения столь малых взаимодействий нейтронов с веществом) и еще в прошлом году нельзя было ни для одного из замедляющих ядер, за исключением протона, с уверенностью произвести анализ условий развития цепной реакции.

В мае этого года было опубликовано сообщение Бурста и Гаркинса¹⁸, измеривших сечения захвата нейтронов дейтонами по числу распадов, образующихся при таком поглощении ядер изотопа водорода с массой 3. Это сечение поглощения получилось равным $3 \cdot 10^{-28}$ см², т. е. значительно меньше того критического ($3 \cdot 10^{-27}$ см²), которое было бы достаточным для развития цепей. Осуществление цепного распада U²³⁵ в необогащенной системе уран — тяжелый водород, следовательно, возможно.

В этой системе удается избежать разделения изотопов урана, но вместо этого возникает необходимость разделения изотопов водорода в больших количествах, так что реализация опыта и в этом случае сопряжена с громадными практическими трудностями. Расчеты, произведенные Зельдовичем и Харитоном, показывают, что необходимое для осуществления цепной реакции количество тяжелой воды равно приблизительно 15 т. При этом реакция могла бы быть осуществлена с этим количеством только в том случае, если сечение для поглощения тепловых нейтронов кислородом не выше 10^{-27} см². Если оно больше, то реакция могла бы быть проведена только на химически чистом водороде; необходимые количества газа сильно зависят от его давления и могли бы быть получены из 15 т тяжелой воды только в том случае, если водород был бы сжат до давлений в несколько тысяч атмосфер¹⁾.

Вопрос о пригодности He⁴, C¹² и O¹⁶ в качестве замедляющих ядер еще не выяснен до конца, но требования к сечениям захвата нейтронов этими ядрами, которые должны быть соответственно меньше $3 \cdot 10^{-27}$, $1,5 \cdot 10^{-27}$ и $1,2 \cdot 10^{-27}$ см², делают мало вероятной возможность их использования для осуществления цепной ядерной реакции.

Рассмотрим теперь условия развития цепей в массе чистого элемента, испытывающего деление под действием быстрых нейтронов. Нам придется при этом принять, ввиду отсутствия экспериментальных данных, что как число, так и энергия вторичных нейтронов получаются теми же, как и при делении U²³⁵.

Основной причиной обрыва цепи здесь является уже не поглощение нейтронов в побочных процессах, малое при больших скоростях этих частиц, а потеря ими энергии при неупругом рассеянии.

¹⁾ *Примечание при корректуре.* Сейчас выясняется, что развитие цепи в смеси необогащенный уран — тяжелый водород невозможно.

Последние измерения Хилла и Голдгабера показали, что период полураспада H³ равен не 150 дням, как принимали по данным Альвареца Бурст и Харкинса, а 30 годам. В связи с этим для сечения захвата дейтоном медленных нейтронов получается значение в $2 \cdot 10^{-28}$ см², т. е. большее критического ($3 \cdot 10^{-27}$ см²).

Значение сечений неупругого рассеяния нейтронов теперь нам известно лучше, чем в прошлом году, благодаря работе Никитинской и Флерова. Они показали для ряда элементов, что сечения таких процессов неупругого рассеяния нейтронов ($Rn + Be$)-источника, после которых эти нейтроны уже не могут вызывать деления урана и тория, выражаются формулой

$$\sigma = \pi (1,3 \cdot A^{\frac{1}{3}} \cdot 10^{-13})^2,$$

где A — массовое число ядра. Приходится допустить, что практически каждый быстрый нейтрон, попавший в ядро, испытывает неупругое рассеяние с большой потерей энергии.

Отсюда следует, что сечение неупругого рассеяния для элементов, в которых происходит деление (прямые измерения не могли быть сделаны в этом случае), будет дополнять сечение деления до геометрического сечения ядра. Так как сечения деления урана, протактиния, иония и тория известны для нейтронов ($Rn + Be$)-источника, то для этих же нейтронов легко могут быть указаны и сечения неупругого рассеяния для перечисленных выше ядер. Они приведены в табл. 2. В третьей строке таблицы дан коэффициент γ , а в четвертой — величина $\nu(1 - \gamma)$, характеризующая возможность возникновения цепной реакции. Мы видим, что только для протак-

Т а б л и ц а 2

Элемент	Уран	Протактиний	Ионий	Торий
Сечение деления	$5 \cdot 10^{-25}$	$3 \cdot 10^{-24}$	$3 \cdot 10^{-25}$	$1 \cdot 10^{-25}$
Сечение неупругого рассеяния	$1,1 \cdot 10^{-24}$	0	$1,3 \cdot 10^{-24}$	$1,5 \cdot 10^{-24}$
γ	0,69	0	0,81	0,94
$\nu(1 - \gamma)$	0,71	2,3	0,44	0,14

тиния $\nu(1 - \gamma)$ больше единицы и, следовательно, только в этом случае возможно осуществление цепной реакции для быстрых нейтронов.

Эти выводы, повидимому, являются довольно правдоподобными. То обстоятельство, что сечения определены для нейтронов ($Rn + Be$)-источника, а не для спектра нейтронов, сопровождающих деление, не может, как мне кажется, иметь особенно существенного значения, так как отношение сечений деления и неупругого рассеяния, как это установлено на опыте, по крайней мере для урана, мало зависит от энергии нейтронов, в областях, не очень близких к границе

деления. Вряд ли можно думать также, что количество нейтронов, сопровождающих деление, будет очень сильно различаться для разных ядер.

В заключение я еще раз хотел бы подчеркнуть, что хотя принципиально вопрос об осуществлении цепного ядерного распада и решен в положительном смысле, но на пути его практической реализации в исследованных сейчас системах возникают громадные трудности. Это отчетливо видно из табл. 3, во втором столбце которой указаны минимальные количества необходимых для цепной реакции материалов, в столбце третьем — их запасы во всех лабораториях мира, в столбце четвертом — отношения обеих величин.

Таблица 3

Система	Минимальные количества материалов, необходимые для реакции, в тоннах	Запасы в лабораториях, в тоннах	Отношение необходимого количества к имеющимся запасам
Обогащенный уран и водород H ¹	Уран с повышенным в 2 раза содержанием протона 0,5	2·10 ⁻¹²	2,5·10 ¹¹
Обычный уран и H ²	Тяжелая вода 15	0,5	30
Pa	Протактиний ~0,02	1·10 ⁻⁶	2·10 ⁴

Быть может, ближайшие годы принесут нам другие пути решения задачи, но если этого не случится, то только новые, очень эффективные, методы разделения изотопов урана или водорода обеспечат осуществление цепной ядерной реакции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейпунский, Изв. Акад. наук СССР, сер. физич., **4**, 291, 1939.
2. Я. Зельдович и Ю. Харитон, Успехи физич. наук, **23**, 329, 1940.
3. Gant, Nature, **144**, 707, 1939.
4. Naхby, Shoupp, Stephens, Wells, Phys. Rev., **58**, 92, 1940.
5. Jentschke, Prankl u. Hernegger, Naturwiss., **28**, 315, 1940.
6. Nier, Booth, Dunning and Grosse, Phys. Rev., **57**, 546, 748, 1940; Kingdon, Pollock, Booth and Dunning, Phys. Rev., **57**, 749, 1940.
7. Петржак и Флеров, ЖЭТФ, **10**, 1012, 1940; Успехи физич. наук, **25**, 178, 1940.
8. Naхby, Shoupp, Stephens, Wells and Goldhaber, Bul. Am. Phys. Soc., **15**, 41, 1940.
9. Ladenburg, Kanner and Barschall, Phys. Rev., **56**, 168, 1939.

10. Ageo, Amaldi, Bocciarelli, Trabacchi, Ric. Sci., **13**, 302, 1940; **11**, 413, 1940.
 11. Kunner and Barshall, Phys. Rev., **57**, 372, 1940.
 12. Henderson, Phys. Rev., **56**, 703, 1939.
 13. Nischina, Jasaki, Kimura and Ikawa, Phys. Rev., **58**, 660, 1940; Nature, **146**, 24, 1940.
 14. Booth, Dunning and Slack, Phys. Rev., **55**, 981, 1939.
 15. Brostrom, Koch and Lauritsen, Nature, **144**, 212, 1939.
 16. Gibbs and Thomsen, Nature, **144**, 212, 1939.
 17. Anderson, Phys. Rev., **57**, 567, 1940.
 18. Borst and Harkins, Phys. Rev., **57**, 619, 1940.
-