

НЕЙТРОНЫ И СТРОЕНИЕ ЯДРА*)

Д. Юз

(Брукхэйвенская Национальная лаборатория, Эптон, США)

Рассматриваются характеристики ядер, получающиеся в результате изучения ядерных реакций под действием медленных нейтронов. Приведены обобщенные данные о радиационных, нейтронных и делительных ширинах уровней различных ядер и о средних расстояниях между ними.

За прошедшие два дня конференции было сообщено столько подробностей о строении ядра, что кажется, возникает опасность из-за сложности наших методов исследования ядра забыть о самом ядре. Поэтому я хотел бы начать с нескольких общих замечаний относительно ядерных реакций. Профессор Бете начал вводный доклад с заявления, что темой конференции являются ядерные реакции. Однако весь его доклад был посвящен скорее строению ядра, энергетическим уровням, радиусам, потенциалам и т. д., чем ядерным реакциям. Таким образом, ясно, что Бете считает темой конференции строение ядра и что реакции являются лишь средством его изучения.

Темой моего доклада будет также строение ядра, и именно те характеристики ядра, которые мы можем находить из ядерных реакций с медленными нейтронами. Я не буду касаться свойств самих реакций с медленными нейтронами, так как они чрезвычайно просты и хорошо изучены.

Могут сказать, что вследствие простоты реакций с медленными нейтронами из них слишком мало можно узнать о ядре. В этих реакциях участвует только нулевой орбитальный момент, не происходит какого-либо неупругого рассеяния, угловые распределения полностью изотропны и, короче говоря, не случается ничего более или менее сложного. Однако, даже если мы узнаем лишь немно-

гое, это немногое весьма ценно, так как оно вполне определено. Я рассмотрю только некоторые вопросы, изученные нами, и не буду вдаваться в подробности теории, поскольку теоретические вопросы уже достаточно широко освещены на конференции, в особенности в докладах Бете и Вайскопфа. Я ограничусь лишь проблемой экспериментального определения тех характеристик ядра, которые можно получить из изучения эффективных сечений для медленных нейтронов.

На вопрос о том, какие сечения измеряются в экспериментах с медленными нейтронами, можно ответить: только резонансы и потенциальное рассеяние, наблюдающееся между резонансами. Во многих лабораториях во всем мире производятся измерения при помощи селекторов скоростей нейтронов различных типов с использованием «мигающих» циклотронов, линейных электронных ускорителей, бетатронов, а также механических прерывателей, установленных на ядерных реакторах. Резонансы имеют простую форму, описываемую формулой Брейта—Вигнера для одиночного уровня, и из нее мы получаем так называемые параметры резонансов. В свою очередь из этих параметров и, главным образом, из радиационных и нейтронных ширин могут быть сделаны некоторые заключения о строении ядра.

Быстро накапливаемые данные о параметрах резонансов приводят нас к «внутренним» свойствам ядер, таким, как расположение уровней и вероятность распада, и к «внешним» свойствам, проявляющимся в мо-

*) Доклад, прочитанный на Международной конференции по ядерным реакциям в Амстердаме в июле 1956 г. Отчет об Амстердамской конференции публикуется на стр. 142 этого номера журнала.

мент столкновения нейтрона с ядром, таким, как размеры, прозрачность и даже форма ядер. Уровни, изучаемые в опытах с медленными нейтронами, соответствуют энер-

ство радиационных ширин, которое следует отметить, состоит в том, что они существенно постоянны от уровня к уровню для данного ядра. Это свойство еще лучше иллюстри-

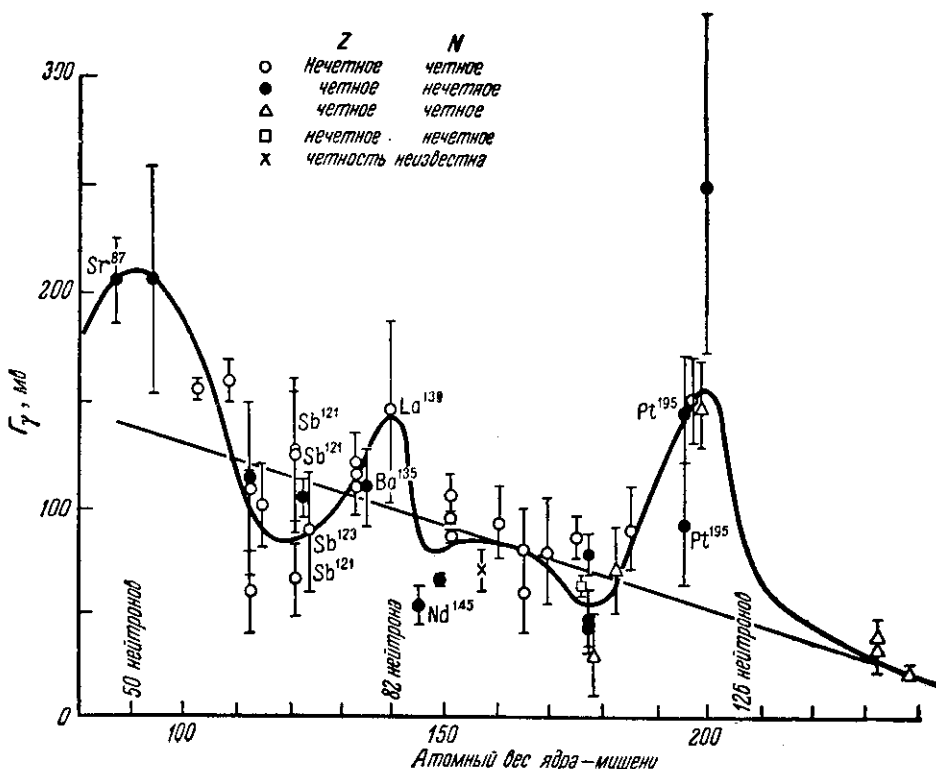


Рис. 1. Радиационные ширины отдельных уровней различных ядер в зависимости от атомного веса ядра.

Z—число протонов; N—число нейтронов в ядре.

гиям возбуждения ядра около 6 Мэв (энергия связи нейтрона). При этой энергии возбуждения составное ядро совершает преимущественно радиационные переходы в одно из многих возможных состояний с промежуточной энергией. Радиационные ширины и расположение уровней являются теми «внутренними» свойствами ядер, которые мы получаем из опытов с медленными нейтронами. Эти характеристики уровней являются «внутренними» в том смысле, что они не зависят от способа возбуждения ядра.

На рис. 1 представлены известные данные о радиационных ширинах отдельных уровней для различных ядер. О трудностях их измерения можно судить по величине ошибок и по малому числу результатов. Первое свой-

руется результатами измерений для серебра, которые были недавно получены в Харуэлле и будут доложены на конференции Рэ. Постоянство радиационных ширин связано с большим числом возможных конечных состояний, т. е. выходных каналов, как об этом уже говорилось в докладе Бете. Даже от ядра к ядру радиационные ширины изменяются очень слабо, за исключением довольно больших выбросов, наблюдаемых для ядер с замкнутыми оболочками, т. е. с «магическими числами» нейтронов (50, 82 и 126). Отклонения радиационных ширин «магических» ядер от среднего значения хорошо согласуются с изменениями энергии возбуждения, которая определяется энергией связи нейтрона, и с изменениями расстояний между

уровнями, которые наблюдаются для этих ядер. Эти отклонения, так же как и изменения радиационных ширин с расположением уровней и с атомным весом у «немагических» ядер по всей периодической системе, согласуются с тем, что γ -излучение является электрически дипольным. Но абсолютные величины радиационных ширин,

больше наблюдаемого (предположено, что два спиновых состояния, которые могут осуществляться, присутствуют в равной мере).

Средние расстояния между уровнями, полученные таким образом для большого числа различных ядер, показаны на рис. 3. Точки, соответствующие различным типам ядер (четно-четным, нечетно-четным и др.),

отмечены различными символами. Хорошо видны большие выбросы в значениях расстояний между уровнями для ядер с замкнутыми оболочками, однако данные пока еще слишком неопределенны, чтобы можно было сделать заключение об изменении расстояний между уровнями в зависимости от четности числа нуклонов в ядре, энергии связи и ядерного спина. Быстро улучшающаяся разрешающая способность нейтронных селекторов заставляет предположить, однако, что скоро будет собрано достаточно данных для установления этих зависимостей.

Особенно интересен вопрос о распределении расстояний между уровнями отдельного ядра, а именно, является ли это распределение случайным или оно подчинено какой-нибудь закономерности. Существование двух независимых систем уровней в большинстве ядер (со спинами $I + \frac{1}{2}$ и $I - \frac{1}{2}$, где I — спин ядра-мишени) усложняет распределение расстояний между уровнями, делая его более или менее случайным, даже если внутри каждой системы уровней существует какая-нибудь закономерность.

Для того чтобы избежать смешения двух отдельных систем уровней, в Брукхейвене было проведено исследование четно-четных ядер, для которых J может быть равно только $\frac{1}{2}$.

Из рис. 4 (стр. 46), где показаны результаты измерений, полученные нами для Th и U^{238} несколько месяцев назад, видно, что распределение расстояний между уровнями сильно отличается от экспоненциального, которое соответствовало бы случайному распределению.

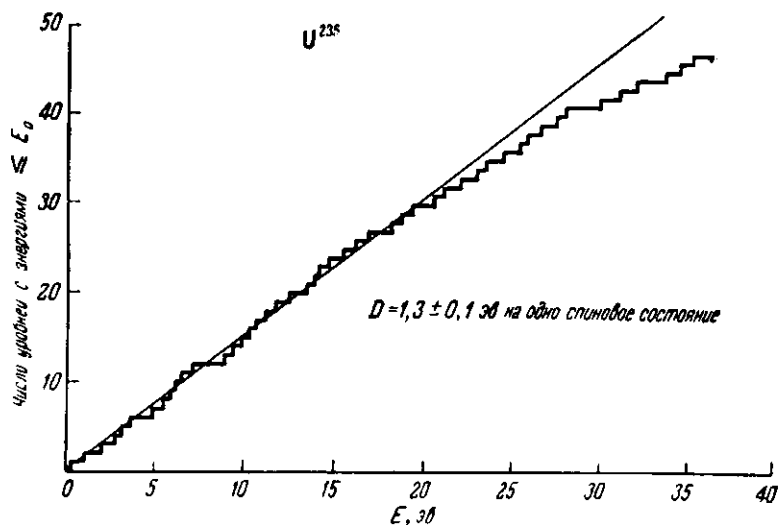


Рис. 2. Зависимость числа наблюдавшихся уровней от энергии нейтронов для U^{235} .

наблюдаемые экспериментально, составляют всего от 0,1 до 0,01 части величин, предсказанных теоретически. Ясно, что какой-то механизм должен в значительной мере уменьшать дипольное излучение сложных ядер.

Метод нахождения среднего расстояния между уровнями дан на рис. 2, где показана зависимость числа наблюдавшихся уровней от энергии нейтронов для U^{235} . Линейность этой зависимости вплоть до энергий порядка 20 эв служит доказательством того, что практически все уровни, имеющиеся в этом интервале, были найдены, в то время как недостаток числа наблюдавшихся уровней по сравнению с линейной зависимостью для энергий больше 20 эв указывает на пропуск части уровней вследствие ухудшения разрешающей способности аппаратуры при высокой энергии. Наклон прямой дает в данном случае очень небольшое среднее расстояние между уровнями, равное $1,3 \pm 0,1$ эв на каждое спиновое состояние, т. е. в два раза

Для того чтобы получить больше данных, мы провели также измерения с U^{234} и U^{263} . Новые результаты, объединенные с результатами более ранних измерений, представлены на рис. 5, на котором число уровней отложено в зависимости от отношения расстояния между уровнями к среднему расстоянию для каждого ядра. Эти расширенные данные де-

ласти малых расстояний между уровнями от экспоненциальной формы едва ли может быть объяснено аппаратными эффектами. Вопрос об отталкивании уровней рассмотрен более подробно в докладе Гуревича и Певзнера *), который должен быть сделан на этой конференции несколько позднее.

Теперь перейдем от тех свойств ядер, ко-

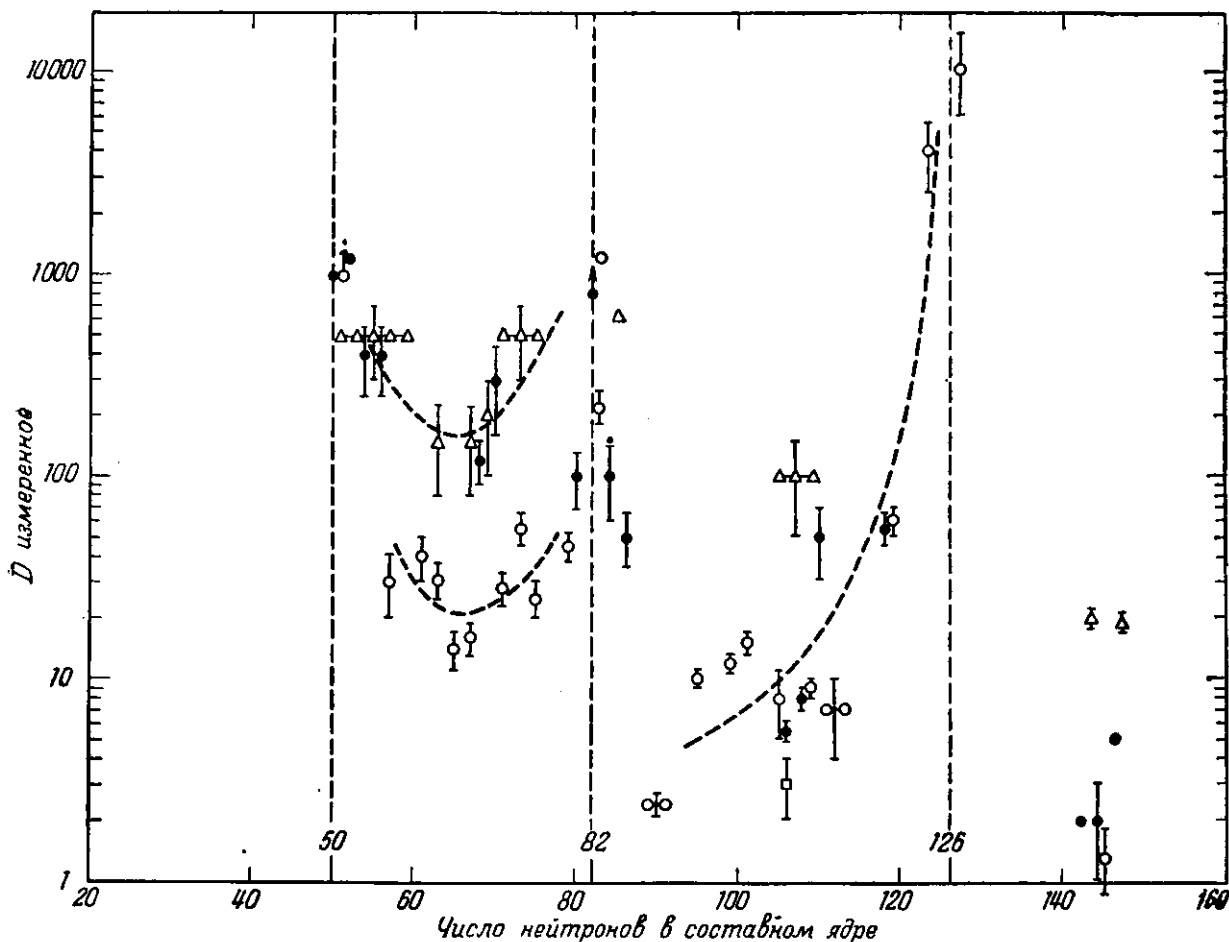


Рис. 3. Средние расстояния между уровнями для различных ядер.

Типы ядер обозначены такими же символами, как и на рис. 1. Видны выбросы для заполненных оболочек четно-четных ядер.

лают вид распределения несколько менее регулярным, чем на рис. 4, однако недостаток малых расстояний, по-видимому, указывает на возможность «отталкивания» уровней. Данные рис. 5 относятся только к энергетическим областям, в которых разрешение было настолько хорошим, что вероятность пропустить уровень была крайне мала. Поэтому отклонение кривой распределения в об-

ласти малых расстояний между уровнями от экспоненциальной формы едва ли может быть объяснено аппаратными эффектами. Вопрос об отталкивании уровней рассмотрен более подробно в докладе Гуревича и Певзнера *), который должен быть сделан на этой конференции несколько позднее.

*) *Примечание редакции.* Имеется в виду работа И. И. Гуревича и М. И. Певзнера «Отталкивание ядерных уровней», доложенная на Амстердамской конференции Я. А. Смородинским.

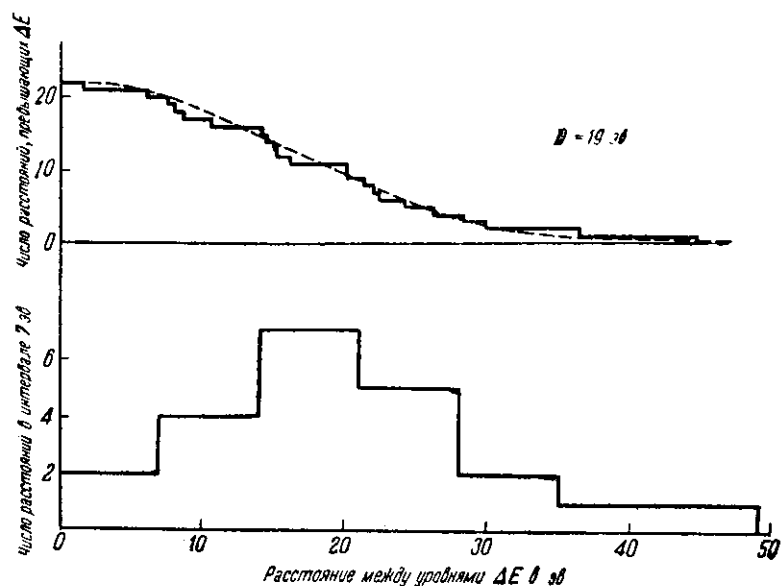


Рис. 4. Распределение расстояний между уровнями для четно-четных ядер Th^{232} и U^{238} (верхняя кривая—интегральное распределение, нижняя—дифференциальное распределение).

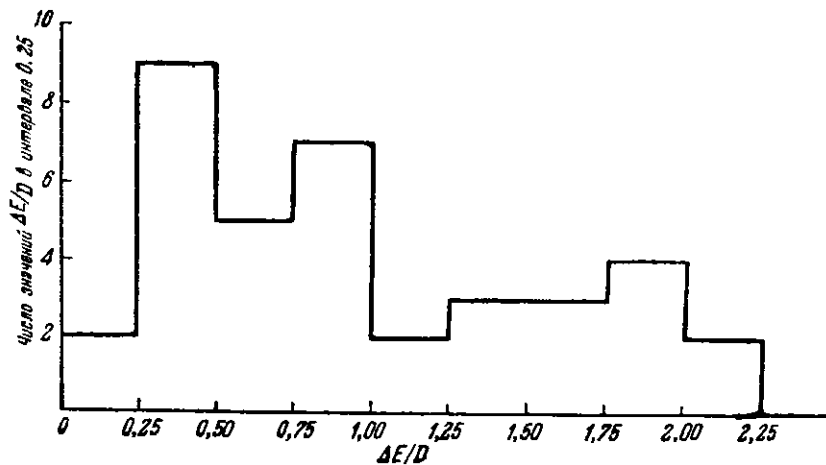


Рис. 5. Дифференциальное распределение расстояний между уровнями для Th^{232} , U^{234} , U^{238} и U^{238} , отнесенных к среднему расстоянию для каждого ядра.

отношения Γ_n^0/D , или «функции прочности» («strength functions»). На первый взгляд кажется, что нейтронная ширина является «внутренним» свойством ядра, так как она определяет вероятность распада ядра с испусканием нейтрона. Однако деление ее на среднее расстояние между уровнями D

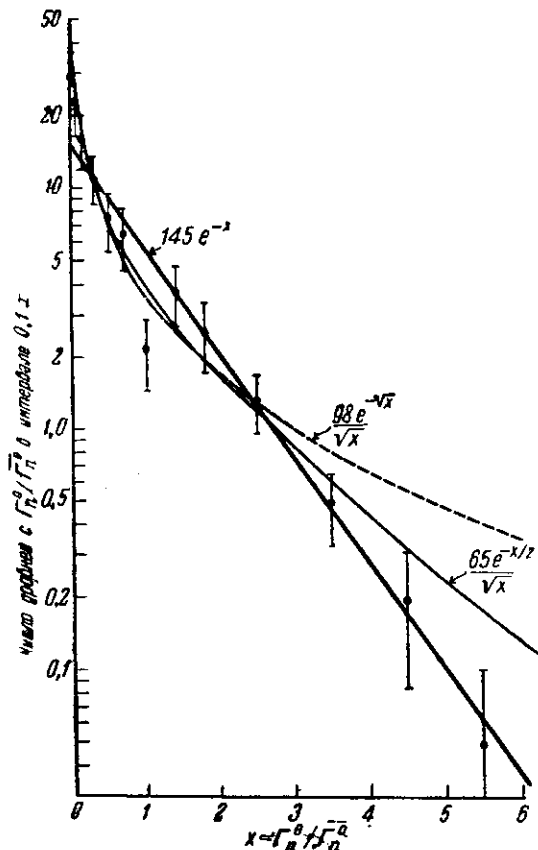


Рис. 6. Распределение по величине 145 нейтронных ширин, отнесенных к средней ширине для каждого ядра.

Сплошные линии объяснены в тексте, пунктирная линия описывает третье предполагаемое распределение.

устраняет специфически ядерную часть и полученное отношение характеризует прежде всего проникаемость ядерной поверхности p . Вероятность распада ядра в данном состоянии в секунду путем испускания нейтрона равна Γ_n^0/h . Время, необходимое для того, чтобы энергия возбуждения сконцентрировалась на одном нейтроне и он получил возможность вылететь из ядра, или, другими словами, время между столкновениями нейтрона с поверхностью ядра определяется отношением h/D . Произведение этих величин, или вероятность

испускания нейтрона при одном столкновении с поверхностью ядра, или, иначе говоря, проникаемость ядерной поверхности равна $p=2\pi\Gamma_n^0/D$. Таким образом, функция прочности равна просто $p/2\pi$ и является не свойством системы энергетических уровней ядра, а свойством самой поверхности ядра. Именно поэтому функция прочности имеет исключительное значение для модели полупрозрачного ядра и используется для определения некоторых ее параметров. Обычно используется величина $\bar{\Gamma}_n^0/D$, где $\bar{\Gamma}_n^0$ —среднее значение Γ_n^0 —нейтронной ширины, приведенной к энергии нейтрона, равной 1 эв.

Прежде чем обсуждать отношение $\bar{\Gamma}_n^0/D$, интересно рассмотреть распределение нейтронных ширин по величине для отдельного ядра. Нейтронная ширина связана со значением ядерной волновой функции у поверхности ядра и распределение ширин по величине дает сведения об изменении волновой функции от уровня к уровню. Нейтронные ширины, в отличие от радиационных, очень сильно меняются от уровня к уровню, как это видно из рис. 6, на котором построено распределение нейтронных ширин многих ядер, отнесенных к средней ширине для каждого ядра. Распределение приблизительно экспоненциально (прямая линия на рисунке), однако при более внимательном рассмотрении можно обнаружить избыток малых ширин. Закон распределения, имеющий больший физический смысл, чем эмпирический экспоненциальный, был предложен Портером и Томасом. Он показан на рис. 6 кривой линией. На рис. 7 те же распределения даны как функции $(\Gamma_n^0)^{1/2}$, что имеет больший физический смысл для характеристики волновой функции. На этом рисунке портер-томасовское распределение имеет гауссовский вид, соответствующий основному предположению этих авторов о значениях приведенных амплитуд. Хотя из рисунка не видно, какое распределение предпочтительнее, результаты статистического анализа, произведенного Портером и Томасом, показывают, что полученное ими распределение более вероятно, чем экспоненциальное.

Отношение $\bar{\Gamma}_n^0/D$ может быть получено усреднением параметров отдельных резонансов. Этот метод иллюстрируется рис. 8, на котором представлено интегральное распределение измеренных нейтронных ширин

для U^{235} в зависимости от энергии нейтронов. Наклон прямой определяет функцию прочности. Легко заметить эффект флуктуаций. Функцию прочности можно также получить, измеряя сечения при более высокой энергии, так как она пропорциональна среднему значению той части сечения, которая соответствует резонансам. Несмотря на то, что в U^{235} при энергии нейтронов 1 кэв невозможно наблюдать отдельные резонансы, все же оказывается возможным отделить часть

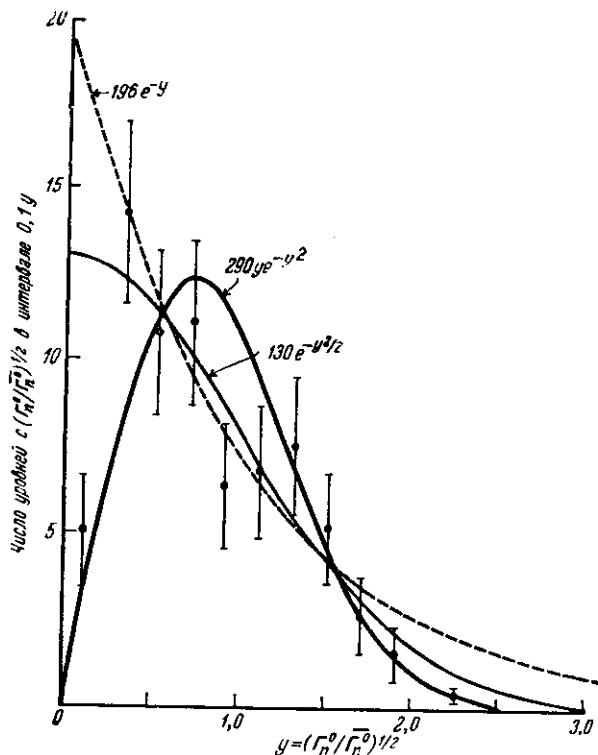


Рис. 7. Распределение нейтронных ширин. По оси абсцисс отложена величина $y = (\Gamma_n^0/\bar{\Gamma}_n^0)^{1/2}$.

сечения, соответствующую резонансам, от части, соответствующей потенциальному рассеянию. Такое разделение возможно потому, что вклад от резонансов пропорционален $1/v$ или времени пролета в случае измерений на нейтронном селекторе, тогда как потенциальное рассеяние постоянно в области энергий порядка нескольких кэв.

Этот метод в применении к U^{235} демонстрируется на рис. 9. Наклон прямой на графике пропускания дает непосредственно функцию прочности, а точка пересечения с осью ординат дает сечение потенциального рассеяния, хотя и не с очень большой точностью. Метод

чрезвычайно прост, что иллюстрируется тем фактом, что сечение, усредненное по резонансам при 1 кэв, равно $13,0 \cdot (\bar{\Gamma}_n^0/D) \cdot 10^4$ барн. Получение функции прочности методом усреднения показано на рис. 10 для Eu и на рис. 11 для Ag. Наклон прямой соответствует в первом случае большому значению функции прочности, во втором—очень малому. Свод-

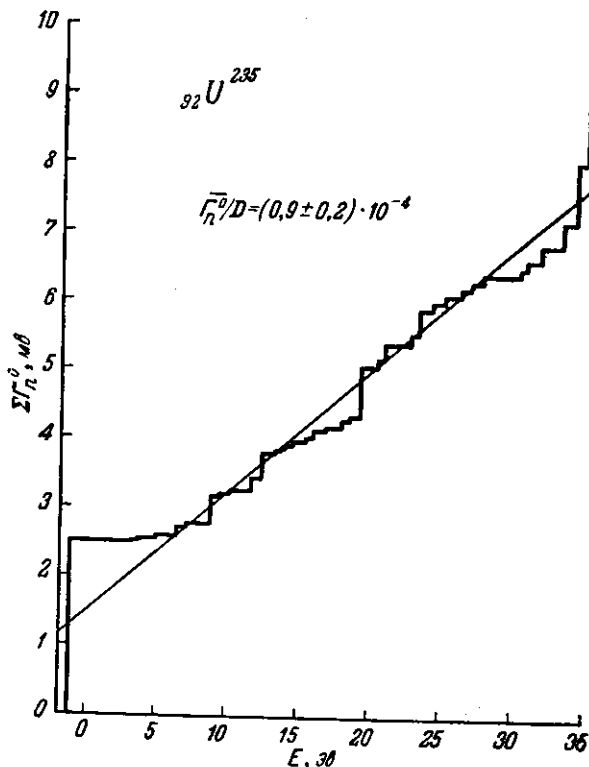


Рис. 8. Интегральное распределение измеренных нейтронных ширин для U^{235} как функция энергии нейтронов. Наклон прямой определяет «функцию прочности» $\bar{\Gamma}_n^0/D$.

ка результатов определения $\bar{\Gamma}_n^0/D$, полученных в Брукхейвене, приведена на рис. 12, где светлыми кружками отмечены значения, найденные из отдельных резонансов, а черными—величины, полученные новым методом усреднения. Этот метод усреднения, по-видимому, дает лучшие результаты, так как он свободен от довольно существенных статистических флуктуаций, свойственных прежнему методу.

Еще одним очень интересным в настоящее время вопросом, которого я коснусь лишь вкратце, поскольку он будет темой следующего заседания, является вопрос о распре-

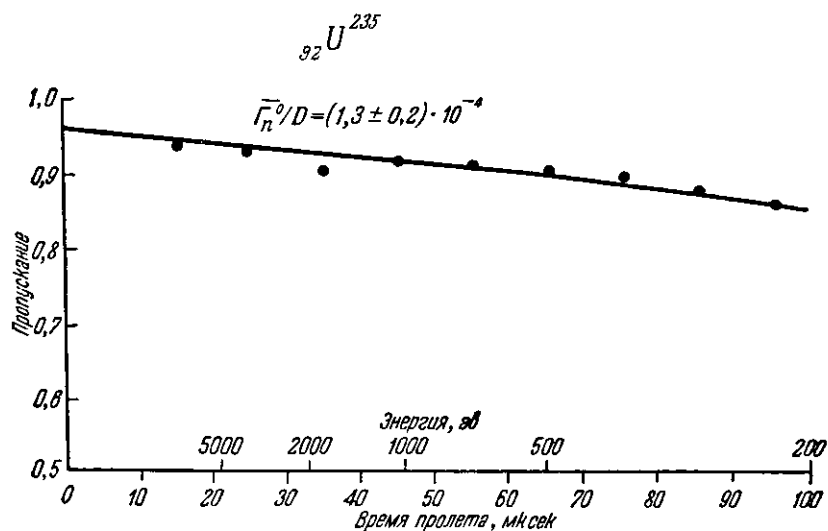


Рис. 9. Кривая пропускания для ${}_{92}\text{U}^{235}$ ($n = 3,38 \cdot 10^{21}$ атом/см²). Рисунок иллюстрирует способ определения функции прочности методом усреднения сечения в области энергий порядка нескольких тысяч электрон-вольт. Наклон прямой линии прямо пропорционален функции прочности. Результаты для U^{235} согласуются с результатами, приведенными на рис. 8.

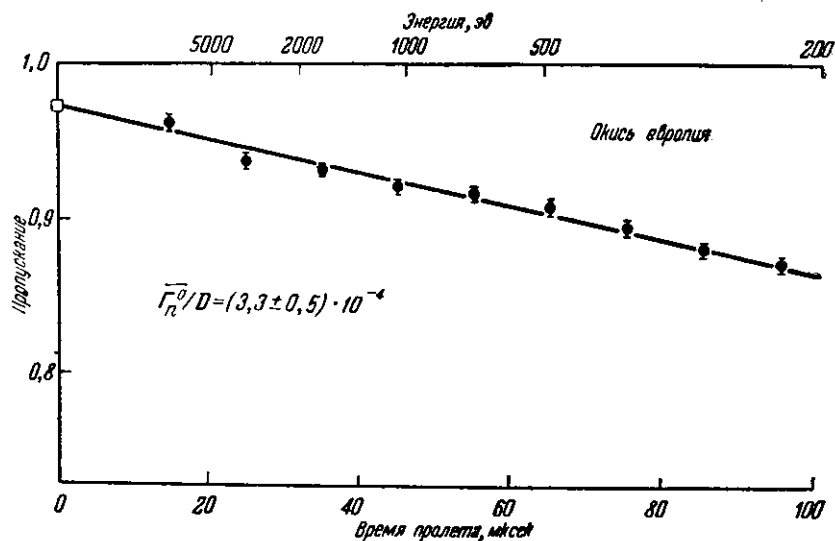


Рис. 10. Кривая пропускания для окиси европия ($n = 1,40 \cdot 10^{21}$ атом/см²). Определение функции прочности для европия методом усреднения.

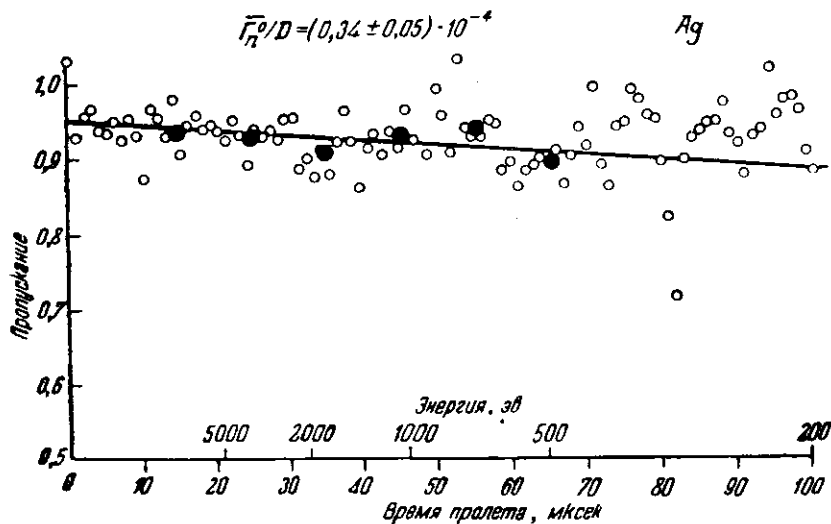


Рис. 11. Кривая пропускания для Ag ($n=7,45 \cdot 10^{21}$ атом/см²). Определение функции прочности для Ag методом усреднения.
○—отдельные экспериментальные значения; ●—средние значения.

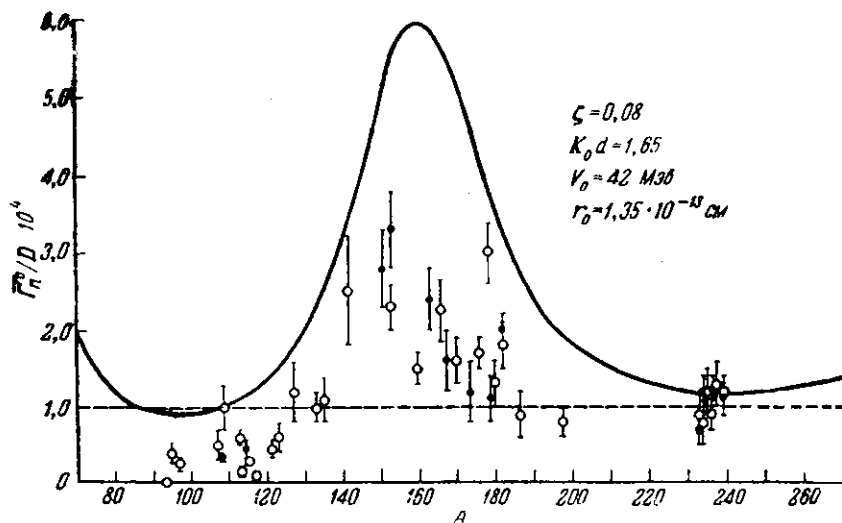


Рис. 12. Значения функции прочности для различных ядер, полученные в Брукхейвене.

○—значения, найденные из отдельных резонансов; ●—значения, полученные новым методом усреднения; пунктиром проведена прямая, получающаяся по теории «черного» ядра; сплошной линией—по теории «полупрозрачного» ядра с указанными на рисунке параметрами.

делении по величине делительных ширин. На рис. 13 представлены находящиеся сейчас в печати результаты анализа, выполненного совсем недавно в Брукхейвене Пильчером, Харви и Юзом. На рисунке видно, что поведение делительных ширин очень похоже на поведение нейтронных ширин, что на первый взгляд довольно неожиданно, так как большое число конечных продуктов в делении

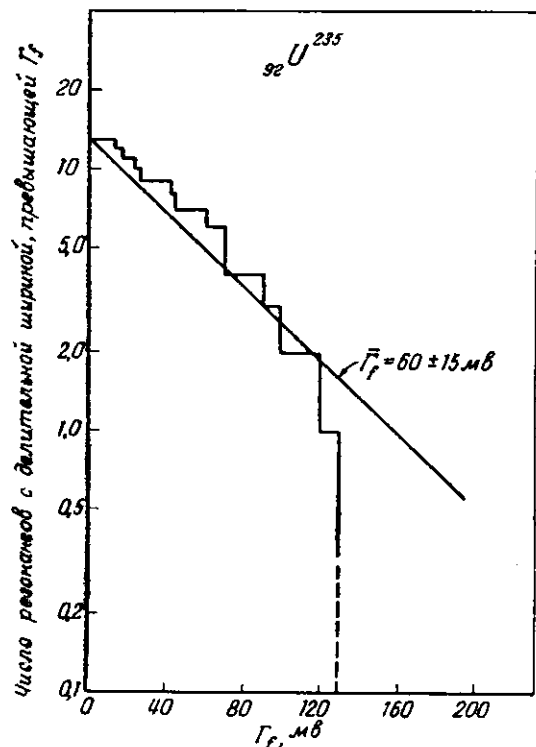


Рис. 13. Распределение делительных ширин для U^{235} , основанное на данных по 13 резонансам. Большой разброс данных указывает на малое число выходных каналов.

делает этот процесс более похожим на испускание γ -квантов, чем на испускание нейтронов. Однако, как мы узнаем позднее на этой конференции, объяснением может служить то, что при делении может образовываться много различных конечных продуктов даже при небольшом числе выходных каналов, соответствующем форме распределения на рис. 13*).

Потенциальное рассеяние, являющееся другим явлением, которое может быть хорошо

*) Распределение делительных ширин для Pu^{239} получено недавно в работе Фарли (см. стр. 161 этого номера).
Прим. ред.

изучено в опытах с медленными нейтронами, представляет непосредственный интерес для ядерных моделей, так как оно тесно связано

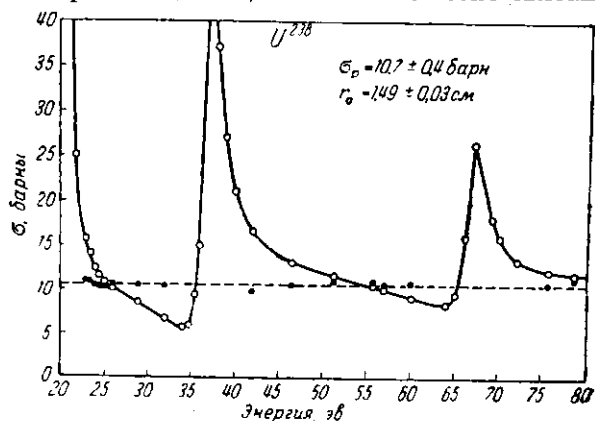


Рис. 14. Измерение сечения потенциального рассеяния U^{238} ($n=93.9 \cdot 10^{21}$ атом/см²) путем исправления измеренного сечения между резонансами на эффект интерференции резонансного и потенциального рассеяния.

с размерами, формой и прозрачностью ядер. Подобно функции прочности потенциальное

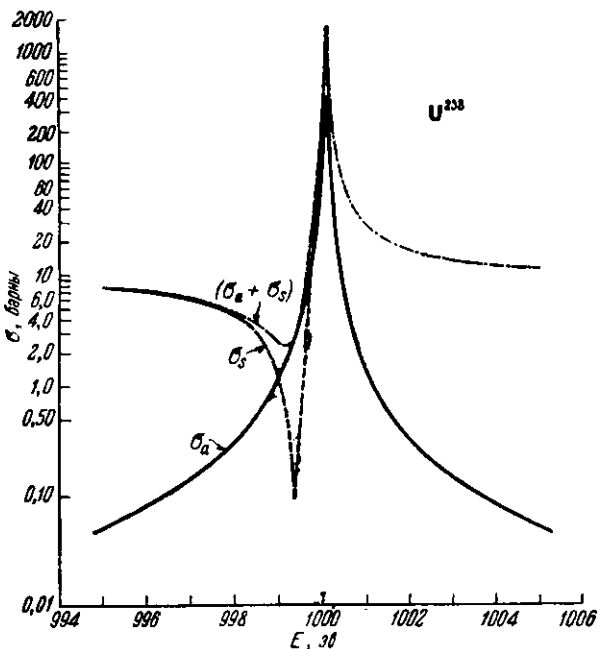


Рис. 15. Сечение для типичного уровня U^{238} при энергии, равной 1 кэв, используемое при вычислении поправки к кривой пропускания толстого образца (рис. 17) на резонансные эффекты.

рассеяние может быть исследовано не только в области нескольких электрон-вольт, но

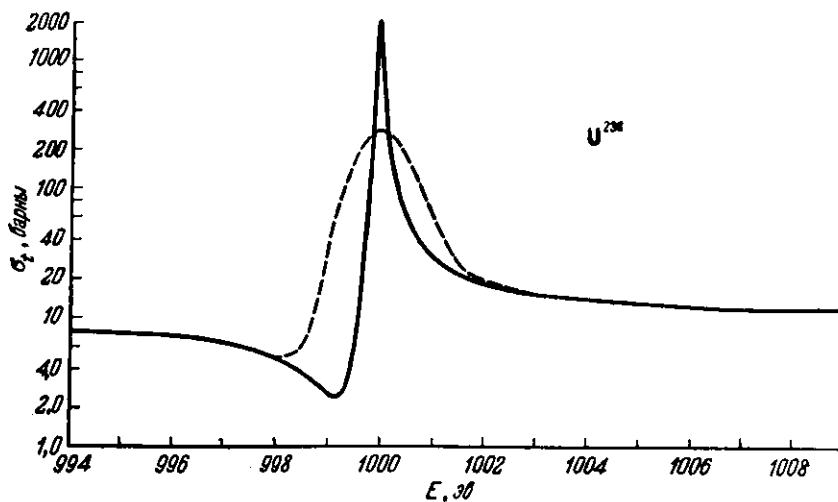


Рис. 16. Влияние доплеровского уширения на уровень U^{238} при энергии около 1 кэв (пунктирная кривая).

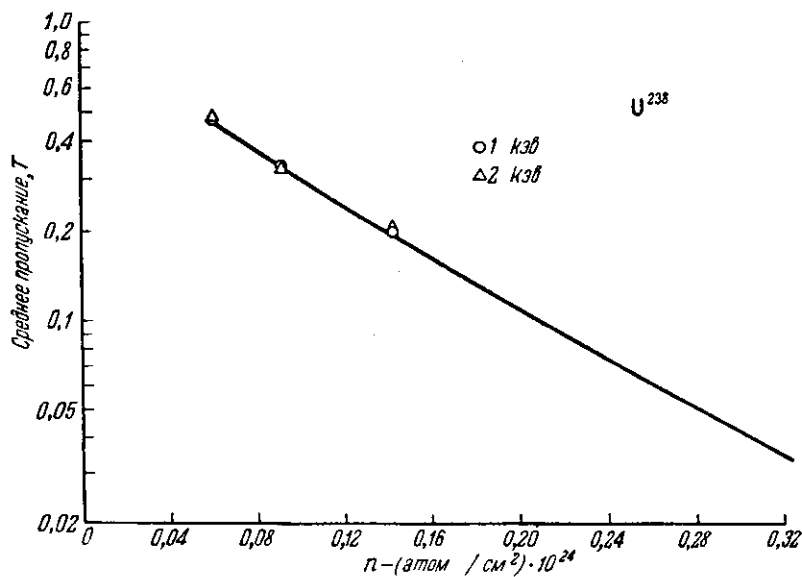


Рис. 17. Сравнение кривой пропускания для U^{238} , вычисленной, исходя из сечения потенциального рассеяния, с экспериментальными данными при 1 и 2 кэв.

также и при более высоких энергиях нейтронов, где резонансы уже не могут быть разрешены. При низких энергиях, как показано

показано сечение, как непосредственно найденное в измерениях (сплошная кривая), так и исправленное путем вычитания интерференционного эффекта, вычисленного из параметров близлежащих уровней (пунктирная кривая). Исправленная кривая является прямой линией, параллельной оси абсцисс, и с хорошей точностью дает для U^{238} сечение потенциального рассеяния, равное 10,7 барна.

Измерения сечения с толстым образцом при больших энергиях определяют сечение, равное сечению потенциального рассеяния, потому что нейтроны резонансной энергии выбывают из пучка в переднем слое образца и не влияют на результаты. Необходимо, однако, ввести небольшие поправки на остаточные резонансные эффекты. Например, для U^{238} поправки вычислены, исходя из средних параметров уровня U^{238} при энергии около 1 кэв (рис. 15) и из полного сечения с учетом доплеровского уширения (рис. 16). Расчетная кривая пропускания, основанная на сечении потенциального рассеяния, равном 10,7 барна, сравнивается на рис. 17 с экспериментальными данными. Очень хорошее совпадение расчетных и экспериментальных величин свидетельствует о том, что сечение потенциального рассеяния в области энергий в несколько кэв совпадает с точностью до нескольких процентов с сечением, полученным при малой энергии.

Вопрос о связи определенного таким образом сечения потенциального рассеяния с радиусом ядра лучше всего рассматривать с точки зрения одночастичной ядерной модели (или модели полупрозрачного ядра). Сравнение теоретических и экспериментальных данных приведено на рис. 18, который был сегодня утром показан также Вайскоффом, но не был обсужден им за недостатком времени. В нижней части рисунка изображена функция прочности с учетом данных, полученных не только в Брукхейвене, но и в других лабораториях, главным образом для ядер с малыми атомными весами. Эти последние данные содержат большие статистические ошибки вследствие того, что у легких

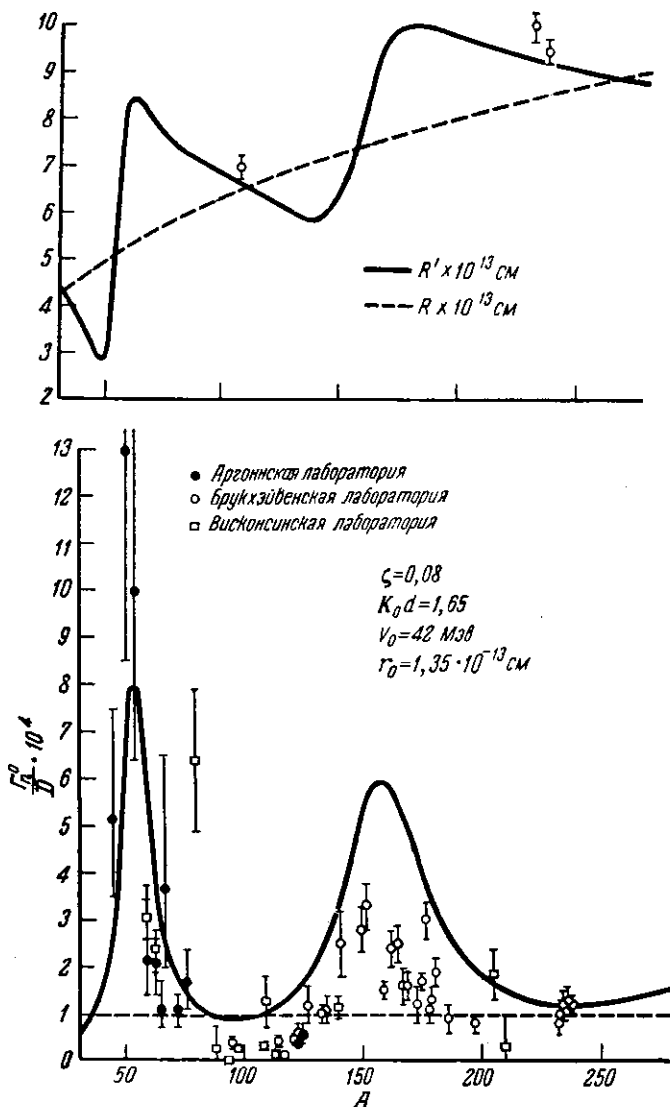


Рис. 18. Определение радиуса ядра из сечения потенциального рассеяния по модели полупрозрачного ядра.

Внизу—значения функции прочности для различных ядер. Пунктиром проведена прямая, получающаяся по теории «черного» ядра, сплошной линией—по теории «полупрозрачного» ядра. Вверху—зависимость «эффективного радиуса ядра» R' и действительного радиуса ядра R от атомного веса. Там же нанесены экспериментальные значения для Ag, Th и U^{238} .

на рис. 14, потенциальное рассеяние наблюдается между резонансами, но здесь заметно сказывается интерференция потенциального рассеяния с резонансным, так как их амплитуды складываются когерентно. На рисунке

ядер число уровней в области низких энергий мало. В верхней части рисунка построены величины R' —«эффективный радиус ядра» для потенциального рассеяния и R —действительный радиус ядра, т. е. расстояние до точки на половине глубины ядерной потенциальной ямы. Сечение потенциального рассеяния σ_p связано с R' соотношением $\sigma_p = 4\pi(R')^2$.

Результаты измерений для Ag, Th и U очень хорошо согласуются с теоретической кривой и, следовательно, не только подтверждают возможность применения указанной модели, но и свидетельствуют о том, что величина R очень близка к значению $1,35 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, использованному в расчете. Для проверки ядерной модели было бы очень полезно измерить сечение потенциального рассеяния на ядрах, для которых R' заметно отличается от R . Отношение R' к R , по-видимому, не очень чувствительно к параметрам модели, поэтому можно считать, что измерение сечения потенциального рассеяния с последующим переходом от R' к R дает для модели правильные значения R . Рассмотренные указанным образом три точки на рис. 18 определяют радиус ядра R , т. е.

расстояние до точки на половине глубины потенциальной ямы, равный $1,38 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см. Этот радиус ядра, так называемый радиус ядерной реакции, несомненно больше, чем электромагнитный радиус, и было бы очень интересно посмотреть, не исчезает ли различие между ними при энергиях порядка нескольких $B\varepsilon$, на что, по-видимому, указывают предварительные эксперименты.

Данных, полученных в опытах с медленными нейтронами, достаточно для определения значений таких величин, как функции прочности и радиусы ядер, которые могут быть найдены из сечений. В настоящее время во всем мире вводится в действие много селекторов скоростей со все возрастающей разрешающей способностью. Поэтому мы можем с уверенностью ожидать, что другие соотношения, неизвестные в настоящее время из-за недостатка экспериментальных данных, будут достаточно точно установлены в течение ближайших лет. Они обеспечат получение новых важных сведений, которые сыграют большую роль в дальнейшем развитии теории.

Поступила в редакцию 28 VII 1956 г.