

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ОПЫТЫ С МОНОХРОМАТИЧЕСКИМИ МЕДЛЕННЫМИ
НЕЙТРОНАМИ*)****Н. А. Власов****ПОГЛОЩЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ**

Важнейшей экспериментальной задачей, которая решается при помощи селекторов, является исследование зависимости сечения захвата и рассеяния нейтронов различными ядрами от энергии нейтронов или, иначе говоря, исследование спектров поглощения нейтронов. В связи с тем, что ни один элемент не может быть охарактеризован в отношении взаимодействия с нейтронами одним значением сечения, так как это сечение различно для нейтронов разных энергий, нам кажется целесообразным говорить о спектре поглощения нейтронов данным элементом, понимая под этим спектром кривую зависимости сечения захвата от энергии нейтронов.

Измерения спектров поглощения при помощи селекторов ведутся следующим путём. На хорошо коллимированном пучке нейтронов приблизительно посредине между источником и детектором ставится образец исследуемого вещества. Измеряется интенсивность нейтронов разных времён полёта в отсутствие образца I_0 и при наличии образца I . Возможные изменения общей интенсивности нейтронного источника учитываются путём измерения специальным детектором-монитором, помещённым вне пучка. Показания детектора в пучке отсылаются к одинаковым показаниям монитора.

Проницаемость образца

$$T = \frac{I}{I_0} = e^{-n\sigma}$$

определяет полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом по приведённой формуле, в которой n — число атомов на 1 см^2 площади образца. Ясно, что ослабление пучка нейтронов образцом обусловлено и поглощением, и рассеянием, и измерение проницаемости принципиально не даёт возможности разделить эффекты поглощения и рассеяния, но анализ результатов во многих случаях позволяет оценить значение обоих эффектов.

*) Окончание. См. УФН, т. XXXV, вып. 3, стр. 352.

Теоретические предсказания о зависимости сечений поглощения и рассеяния от энергии нейтронов²⁴, достаточно хорошо подтверждённые опытами, сводятся к следующему.

Сечение захвата нейтрона в области резонанса следует известной формуле Брейта-Вигнера. В простейшем случае одиночного резонансного уровня эта формула может быть написана в виде

$$\sigma(E) = \sigma_0 \left(\frac{E_0}{E} \right)^{1/2} \frac{\Gamma^2}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2}.$$

Здесь $\sigma(E)$ — сечение захвата нейтрона с энергией E , σ_0 и E_0 — резонансные значения сечения и энергии, Γ — полуширина резонансного уровня. Согласно этой формуле сечение захвата сильно возрастает для нейтронов с энергией E , близкой к E_0 , и достигает максимального значения $\sigma(E_0) = \sigma_0$ при $E = E_0$. С другой стороны, в области малых энергий нейтронов, а именно, когда $E \ll E_0$, зависимость σ от энергии определяется не резонансным членом в знаменателе, а множителем $E^{-1/2}$, который и определяет закон $\frac{1}{v}$. Как мы увидим в дальнейшем, опыт очень хорошо подтверждает формулу Брейта-Вигнера и в области резонанса, и в области малых (тепловых) энергий и доказывает универсальность закона $\frac{1}{v}$. Лишь в тех случаях, когда резонанс близок к тепловой области, закон $\frac{1}{v}$ не соблюдается, но это также следует из формулы Брейта-Вигнера. Число таких случаев невелико, так как ширина тепловой области не превосходит 0,5 eV, а среднее расстояние между резонансными уровнями порядка нескольких десятков eV, и вероятность совпадения резонанса с тепловой областью мала.

Если такого совпадения нет и, следовательно, закон $\frac{1}{v}$ справедлив в конечном интервале энергий, то можно экспериментально оценить величину сечения рассеяния. Эта оценка опирается на предположение, которое теоретически достаточно обосновано, о том, что вдали от резонанса сечение рассеяния практически не зависит от энергии. Если это так, то ослабление пучка нейтронов в области малых энергий объяснено двум факторам, из которых один — захват — следует закону $\frac{1}{v}$, другой — рассеяние — постоянен. Тогда полное сечение, измеряемое на опыте, можно представить как функцию времени полёта нейтронов t в следующем виде:

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{захв}} + \sigma_{\text{рас}} = at + b \quad (a \text{ и } b \text{ — постоянные}).$$

Следовательно, экспериментально измеренное полное сечение должно изображаться как функция t прямой линией, отсекающей на оси ординат ($t=0$) отрезок $b = \sigma_{\text{рас}}$, изображающий величину сечения рассеяния. Значит, сечение рассеяния можно определить по результатам измерений полного сечения, построив диаграмму $\sigma(t)$ и проэкстра-

полировав прямую из области соблюдения закона $\frac{1}{v}$ до пересечения её с осью ординат. Разность между полным сечением и подученным таким способом сечением рассеяния равна сечению захвата.

В области резонанса, однако, дело обстоит несколько сложнее. Наряду с потенциальным рассеянием, которое является единственным вдали от резонанса и характеризуется сечением, не зависящим от энергии, возможно резонансное рассеяние с очень большим сечением. За последнее время такое резонансное рассеяние обнаружено^{26, 27, 28} в специальных опытах для марганца, кобальта, серебра, индия и других элементов. Наличие резонансного рассеяния не позволяет отнести целиком за счёт захвата экспериментально обнаруживаемый пик полного сечения в области резонанса, и простой опыт с ослаблением пучка не даёт возможности разделить роли захвата и рассеяния. Это следует иметь в виду, рассматривая приведённые ниже результаты измерений.

Проницаемость образца $T = \frac{I}{I_0} = e^{-\sigma x}$ зависит от произведения сечения (полного) на толщину образца, выраженную в числе атомов n на единицу площади. С точки зрения точности измерений небезразлична абсолютная величина проницаемости и, следовательно, толщина образца. Поэтому подбор подходящей оптимальной толщины образца оказывается существенной задачей экспериментатора. Решение её зависит от характера изменений σ с энергией. В тех случаях, когда σ плавно меняется с энергией (вне резонанса) и ошибки, связанные с разрешающей способностью, несущественны, точность измерений определяется, с одной стороны, проницаемостью, т. е. толщиной образца, с другой, конечно, общей продолжительностью измерений, а при заданной полной продолжительности измерений — отношением x продолжительности измерений с образцом на пути пучка к полной продолжительности измерений. Расчёт зависимости точности измерений от T и отношения x приведён в работе Райнвогтера и Хавенса¹⁶. Согласно этому расчёту оптимальными являются $T = 0,0761$ и $x = \frac{1}{1 + \sqrt{T}}$. Это означает, что для получения наибольшей точности измерений толщина образца должна быть такой, чтобы через него проникало 7—8% нейтронов, а продолжительность измерений с образцом на пути пучка должна составлять около 75% общей продолжительности измерений, т. е. должна приблизительно втрое превышать продолжительность измерений без образца. Но оба значения (и T , и x) не являются критическими, так как при не очень больших отклонениях T и x от оптимальных точность убывает медленно, поэтому один и тот же образец может быть использован для измерений проницаемости в довольно широком интервале энергий вне резонанса.

В области резонанса сечение резко меняется с энергией и для исследования различных участков резонансной кривой, очевидно,

необходимо применять образцы различной толщины. Если проникаемость оптимальна для краёв резонансной кривой, то в середине она обнаруживает плоский минимум, по которому невозможно определить истинную проникаемость (так как она очень мала), а следовательно, и истинное сечение в области резонанса. Очевидно, что для лучшего измерения пикового значения проникаемости (следовательно, сечения) необходимо применять более тонкие образцы. Впрочем, благодаря остроте резонанса и конечной разрешающей способности аппаратуры экспериментально измеренное пиковое значение сечения лишь в редких случаях будет близко к истинному. Таким случаем, например, является поглощение в кадмии, у которого резонанс проявляется при малой энергии нейтронов (0,176 eV), где разрешающая способность достаточно высока для детального исследования всей резонансной кривой. Но уже при резонансных энергиях около 1 eV и при максимальной разрешающей способности, как видно из таблицы II, интервал регистрируемых энергий порядка 0,05 eV, что составляет около половины ширины для большинства известных резонансных линий. Кривые на рис. 7 и 8 показывают, что экспериментальное пиковое значение проникаемости может существенно отличаться от действительного при недостаточно высокой разрешающей способности.

Метод анализа экспериментальных данных путём сопоставления их с формулой Брейта-Вигнера с учётом толщины образца и поправкой на разрешающую способность, разработанный Хавенсом и Райнвотером, описан в их работе 1946 г.¹⁷. Интересующихся подробностями мы отсылаем к оригинальной работе, а здесь заметим лишь, что это сопоставление позволяет довольно хорошо определить величину $\sigma_0 \Gamma^2$, входящую в качестве постоянной в формулу Брейта-Вигнера и определяющую площадь резонансной кривой. Что касается самих величин σ_0 и Γ , то и на основании анализа можно установить лишь нижний предел σ_0 и верхний предел Γ . Приводимые ниже экспериментальные результаты представляют собой в большинстве случаев непосредственно измеренные кривые проникаемости, отнесённые к временам полёта нейтронов. В некоторых случаях через экспериментальные точки проведена кривая, соответствующая формуле Брейта-Вигнера с подобранными, наиболее подходящими постоянными E_0 , σ_0 и Γ . Эти постоянные приводятся в соответствующих случаях. Там, где результаты достаточно достоверны, проникаемость пересчитана на сечение и даны кривые зависимости сечения от энергии нейтронов.

Перейдём к обсуждению этих результатов.

ПОГЛОЩЕНИЕ В БОРЕ

Уже вскоре после открытия нейтрона была высказана догадка о том, что сечение захвата нейтронов бором обратно пропорционально их скорости, т. е. $\sigma_0 \sim \frac{1}{v}$. Эта догадка была подтверждена широко известными косвенными опытными данными (см., например,

обзор Бете²¹), которые не оставляли места серьёзным сомнениям в справедливости этого закона, но и не давали безусловной уверенности в нём. Между тем, на этот закон опирались очень многие опыты и, конечно, крушение его означало бы переворот в очень обширной области исследований с медленными нейтронами. Поэтому прямое и довольно точное доказательство применимости этого закона к бору, данное исследованиями при помощи селекторов, является весьма существенным фактом. Естественно также, что всякая новая методика исследований с медленными нейтронами, в частности селекторы, начиная с самых первых механических, применялась в первую очередь к измерению сечения бора и его зависимости от энергии.

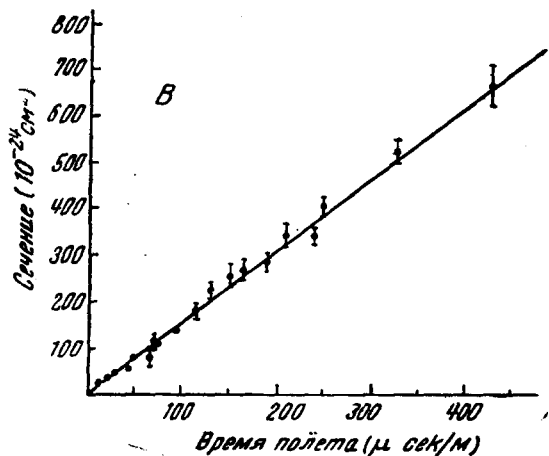
Мы уже говорили выше, что первые механические селекторы Даннинга и др., а также первый селектор-модулятор Альвареца позволили лишь качественно установить, что сечение бора возрастает с уменьшением скорости нейтронов. Лучшие результаты были недоступны тогда вследствие низкой разрешающей способности приборов.

Выполненная немного позднее работа Фертеля и др. по той же причине привела авторов даже к ошибочным выводам о несоблюдении закона $\frac{1}{v}$.

Первые количественно достоверные результаты исследований при помощи селектора опубликованы одновременно двумя группами авторов в одной и той же майской тетради журнала *Physical Review* за 1946 г. Одна из этих работ принадлежит Мэнли, Хаворсу и Любке¹⁴, другая Бечеру, Бекеру и Мак Даниелю¹¹. Обе работы были выполнены в начале войны, а опубликованы значительно позднее. Вторая из них содержит более точные результаты. С ней мы и начнём обзор.

Бечер, Бекер и Мак Даниель исследовали поглощение в боре для нейтронов с энергиями от 0,028 eV до 50 eV. Образцы поглотителя готовились из тонкого порошка карбида бора B_4C . Для получения тонких равномерных слоёв порошок карбида бора насыпался с высоты 1,5 м на плоскодонные алюминиевые тарелочки, в которые предварительно наливался слабый раствор целлофана в эфире. Количество целлофана, употреблявшегося в качестве цементирующего материала, не превышало 2% по весу. Толщина поглотителя определялась взвешиванием до и после насыпания. Пять применявшихся поглотителей имели толщины 0,273, 0,1197, 0,0585, 0,0487 и 0,0318 г/см² бора. При измерениях с двумя первыми самыми толстыми поглотителями применялось расстояние от источника до детектора 3 м, ширина открывающих импульсов, одинаковая для источника и детектора, 20 мсек и ведущая частота 2500 циклов. Пучок нейтронов при этом фильтровался через слой кадмия 0,9 г/см². Для остальных поглотителей ведущая частота была 500 циклов, ширина импульсов 50—80 мсек, расстояние источник — детектор 2 м, и кадмий отсутствовал. Было обнаружено значительное искажение результатов вследствие «засорения» пучка нейтронами предыдущих циклов — более медленными и долго живущими в пара-

фине. Для исключения этого эффекта применялся описанный выше «пирог» из слоя Cd и тонкого парафина, сокращающий время жизни нейтронов, а также тонкий фильтр из V_4C ($0,0205 \text{ г/см}^2 \text{ В}$), убиравший самые медленные нейтроны. Результаты измерений представлены на рис. 12 в виде диаграммы, изображающей сечение как функцию



времени полёта. Экспериментальные точки в пределах погрешности укладываются на одну прямую, что и удовлетворяет закону $\frac{1}{v}$.

Прямая, проведённая методом наименьших квадратов, имеет наклон $(1,55 \pm 0,035) \times 10^{-24} \text{ см}^2/\mu\text{сек/м}$. Отсюда сечение бора как функция энергии в eV может быть выражено формулой:

Рис. 12. Эффективное сечение бора по измерениям Бечера, Бекера и Мак Даниеля.

$$\sigma_B = [(112 \pm 3)E^{-1/2} + (4,4 \pm 1,4)] \times 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Число 4,4 в квадратных скобках соответствует независимому от энергии сечению рассеяния, полученному экстраполяцией прямой к $t=0$.

Райнвотер и Хавенс¹⁶ распространили измерения на ещё больший интервал энергий нейтронов — от 0,01 до 250 eV. Здесь использованы четыре разные толщины поглотителей. Для приготовления образцов B_2O_3 высушивалась в течение 48 часов при температуре 140°C , затем плотно упаковывалась в алюминиевые коробочки. Один из образцов содержал $1,092 \text{ г/см}^2 \text{ B}_2\text{O}_3$ и $0,418 \text{ г/см}^2 \text{ Al}$, другой — $2,464 \text{ г/см}^2 \text{ B}_2\text{O}_3$ и $0,418 \text{ г/см}^2 \text{ Al}$, третий — $0,310 \text{ г/см}^2 \text{ B}_2\text{O}_3$ и $0,418 \text{ г/см}^2 \text{ Al}$. В качестве четвертого образца применялось несколько слоёв пирекса общей толщиной $0,955 \text{ г/см}^2$, которые, согласно анализу, содержали 12,9% B_2O_3 (остальное — главным образом SiO_2).

Измерения велись при расстоянии между источником и детектором 5,2 и 5,4 м. Ведущая частота для медленных нейтронов была 200 циклов (период 5000 $\mu\text{сек}$); для быстрых — 1000 циклов (1000 $\mu\text{сек}$). Ширина открывающих импульсов для разных участков иллюстрируется треугольниками на рис. 13 и 14, которые изображают результаты измерений в том же виде, что и рис. 12. Рис. 14 в увеличенном масштабе изображает участок диаграммы рис. 13, близкий к началу координат, т. е. соответствующий максимальным измеренным энергиям нейтронов. Для снятия этого участка применён

образец толщиной $2,464 \text{ г/см}^2 \text{ В}_2\text{О}_3$ и максимальная разрешающая способность. Хотя она, как видно из рисунка, всё-таки недостаточно велика, на результаты это не должно сильно влиять, как это следует из рассуждений Бекера и Бечера, изложенных в главе о разрешающей способности. Тем не менее странно, что прямая идёт в начало координат, а не выше. Это является, вероятно, результатом недостаточно точного учёта рассеяния в кислороде и алюминии, которые содержатся в образце. Поправки на рассеяние в Al, O и SiO_2 (в случае пирекса) приняты из расчёта, что сечения постоянны и равны:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{O}} &= 4,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \\ \sigma_{\text{Al}} &= 1,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2; \\ \sigma_{\text{Si}} &= 2,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.\end{aligned}$$

На большей части результатов, конечно, эти поправки отражаются слабо, так как сечение захвата бора велико, но при очень малых сечениях бора в области больших скоростей нейтронов именно они ограничивают точность. Мы видим снова прекрасное согласие опытных данных с законом $\frac{1}{v}$.

Авторы дают следующее выражение для сечения бора:

$$\sigma_{\text{B}} = (118 \pm 4) E^{-1/2} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \quad (\text{энергия в eV}).$$

В пределах указанных погрешностей оно совпадает с результатами предыдущих авторов.

Суттон, Мак Даниель, Андерсон и Лавателли²¹ провели аналогичные предыдущим измерения в ещё большем интервале энергий от 0,01 до 1000 eV при расстоянии между источником и детектором 7,6 м. Используются четыре образца разной толщины. Из них три состояли из B_4C , а четвёртый, самый тонкий, из газообразного BF_3 в кювете. Результаты этой работы представлены на рис. 15 в виде диаграммы, изображающей произведение $\sigma_{\text{B}}v$ как функцию энергии нейтронов. Если закон $\frac{1}{v}$ справедлив, то $\sigma_{\text{B}}v$ должно оставаться

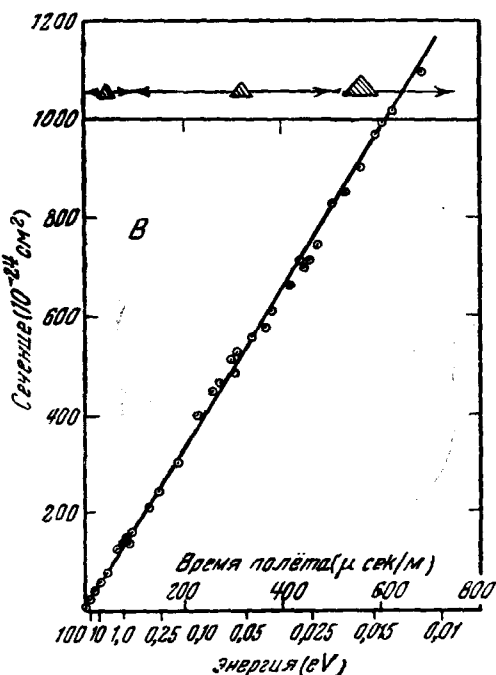


Рис. 13. Эффективное сечение бора по измерениям Райнвотера и Хавенса.

постоянным. На рисунке видно, что экспериментальные точки действительно довольно хорошо группируются возле горизонтальной прямой, хотя энергия меняется в 10^6 раз. Анализ результатов приводит к следующим заключениям. Если полное сечение бора представить в виде $\sigma_{\text{полн}} = at + \beta$, полагая сечение захвата $\sigma_{\text{захв}} = at$ пропорциональным времени полёта, а сечение рассеяния β постоянным, то после введения поправки на рассеяние во фторе (принято $\sigma = 4,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$), углероде ($4,85 \times 10^{-24} \text{ см}^2$), кислороде ($4,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$) и свинце ($9,6 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$) (один из фильтров содержал борат свинца), которые для В₄С фильтра составляют $2,2 \times 10^{-24} \text{ см}^2$ на атом бора, получается, что сечение рассеяния в

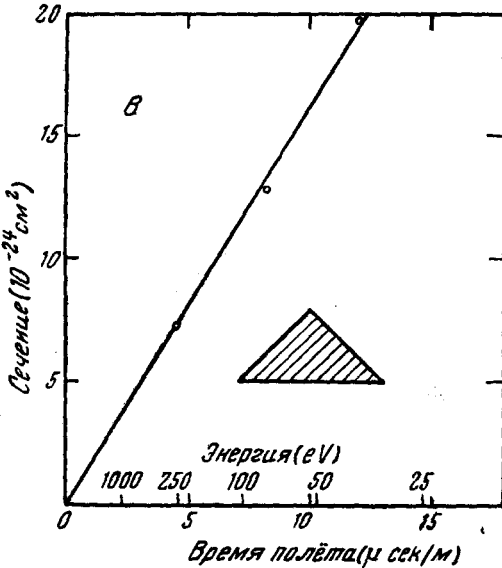


Рис. 14. Эффективное сечение бора в области больших энергий.

боре $\beta = 4,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, а $\alpha = 1,58 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 \cdot \text{м} / \mu\text{сек}$ (если t в $\mu\text{сек} / \text{м}$). Выражая это через энергию нейтрона, получаем:

$$\sigma_{\text{В}} = (114 E^{-1/2} + 4,2) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Сравнивая с предыдущими результатами, мы видим, что этот по-

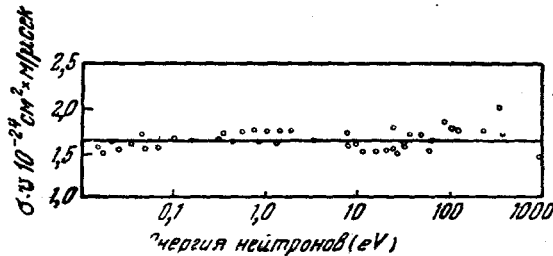


Рис. 15. Произведение сечения бора на скорость нейтронов $\sigma \cdot v$ по измерениям Суттона и др.

следний является промежуточным и в пределах точности опыта совпадает с обоими. Погрешности последние авторы не указали. Отно-

сительно закона $\frac{1}{v}$ они замечают, что произведение σv остаётся постоянным в пределах $\pm 10\%$ вплоть до 1000 eV, если предположение о $\beta = \text{const}$ правильно.

Ферми, Маршалл и Маршалл⁵ при помощи полумеханического селектора также исследовали сечение взаимодействия с бором нейтронов со скоростями от 1700 до 5000 м/сек (0,015—0,13 eV). В качестве образца использовался хорошо очищенный газообразный BF_3 при разных давлениях. Не описывая опытов подробно, авторы указывают, что в пределах точности метода сечение бора меняется как $\frac{1}{v}$, и для нейтронов со скоростью 2200 м/сек (энергия kT при $T=293^\circ\text{K}$) равно $699 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Для проверки этой величины они проводят опыт с поглотителем, представляющим собой раствор $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$ в тяжёлой воде, заключённый в тонкий алюминиевый сосуд. Другой такой же сосуд с тяжёлой водой, но без $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$, использован для контрольного измерения. Этот опыт даёт σ_B для нейтронов той же скорости, равное $700 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Третий опыт для измерения того же сечения основан на измерении сечения бора для резонансных нейтронов индия. В качестве борного поглотителя применяется газообразный BF_3 в стальном цилиндрическом сосуде длиной 30 см под давлением 3—4 атмосферы (от 44 до 68 фунтов/дм²). Для выделения эффекта от резонансных нейтронов индиевый индикатор был окружён, во-первых, кадмием, во-вторых (при измерении фона), индием же. Принимая по данным Хавенса и Райнвотера (см. ниже) резонансную энергию индия равной 1,44 eV и вводя поправки на рассеяние бором (принято $\sigma = 2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$) и фтором ($3,7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$), авторы получают из этого опыта $\sigma_B = 710 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. В качестве среднего из трёх опытов принимается $\sigma_B = 703 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ для $v = 2200 \text{ м/сек}$.

Пересчитывая на энергию нейтронов, получаем

$$\sigma_B = \left(112 E^{-\frac{1}{2}} + 2 \right) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Число 2 в скобке соответствует принятому Ферми и др. (вероятно, на основе собственного опыта, хотя об этом ничего не сказано) значению сечения рассеяния для бора. Это число не согласуется с предыдущими данными ($4,2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ ¹⁹) и, поскольку Ферми и др. этого вопроса не обсуждают, данные для суждения о справедливости того или иного значения отсутствуют.

В заключение, для удобства сопоставлений, мы выпишем в таблице IV перечисленные данные.

Все приведённые значения сечения относятся к естественной смеси изотопов бора, в которой, согласно таблицам Сиборга, содержится $\text{B}^{10} - 18,4\%$, $\text{B}^{11} - 81,6\%$. Поглощение нейтронов бором идёт за счёт процесса $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$, тогда как B^{11} в поглощении практически не участвует. В последнее время практикуется обогащение бора

Таблица IV
Сечения бора согласно разным авторам

Авторы	Сечение в 10^{-24} см ²
Бечер, Бекер, Мак Даниель	$(112 \pm 3) E^{-\frac{1}{2}} + (4,4 \pm 1,4)$
Райнвогер, Хавенс	$(118 \pm 4) E^{-\frac{1}{2}}$
Сутон, Мак-Даниель, Андерсон, Лавателли	$114 E^{-\frac{1}{2}} + 4,2$
Ферми, Маршалл, Маршалл	$112 E^{-\frac{1}{2}} + 2$
Среднее (без учёта веса)	$114 E^{-\frac{1}{2}} + 3,5$

изотопом B^{10} , и обогащённый бор применяется для наполнения регистрирующих нейтроны приборов. Среднее сечение на один атом обогащённого бора, очевидно, будет больше во столько раз, во сколько повышено содержание B^{10} . Для чистого B^{10} сечение захвата должно быть в 5,43 раза больше приведённого в таблице IV, т. е.

$\sigma_{B^{10}} = 620 E^{-\frac{1}{2}}$. Относительно сечения рассеяния этого, конечно, сказать нельзя, так как оно может быть одного порядка и для B^{10} , и для B^{11} .

Итак, все перечисленные опыты подтверждают закон $\frac{1}{v}$ для поглощения нейтронов бором в интервале энергий от 0,01 до

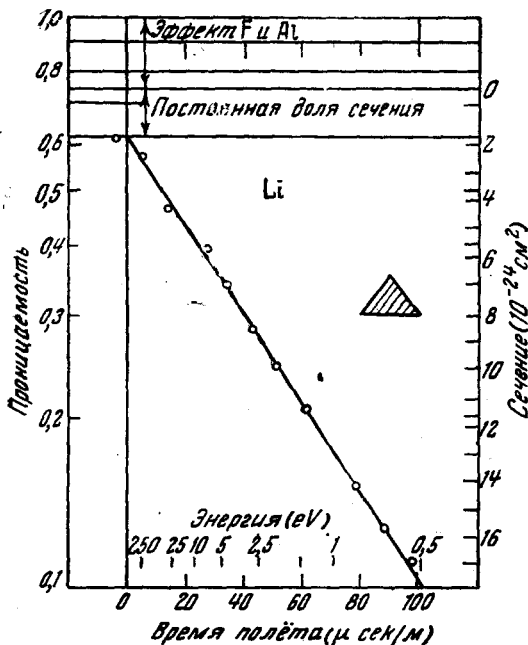


Рис. 16. Проницаемость образца $4,85$ г/см² LiF и сечение лития. Прямая — по уравнению $\sigma = (11,5 E^{1/2} + 1,7) \cdot 10^{-24}$ см².

1000 eV. Абсолютное значение сечения можно считать определённым

ным с точностью до 2%. Пользуясь этими, теперь уже достаточно надёжными, данными, можно применять метод поглощения в боре для измерения резонансных энергий нейтронов в значительно упрощённом виде. Упомянутый опыт Ферми и др. с индием служит для этого иллюстрацией.

ПОГЛОЩЕНИЕ В ЛИТИИ

Всё сказанное относительно бора относится в известной мере и к литию, который наряду с бором считался поглощающим ней-

троны по закону $\frac{1}{v}$ и часто, в особенности в ранних работах, употреблялся для детектирования нейтронов благодаря тому, что поглощение идёт за счёт процесса $Li^6 (n, \alpha) H^3$, дающего α -частицу и ядро H^3 с суммарной энергией около 4,6 MeV.

Сечение лития исследовано Хавенсом и Райнвотером¹⁷ в интервале энергий от 0,02 до 250 eV. Образцы поглотителей изготовлялись из LiF, просушенного и заключённого в алюминиевые коробочки. Толщина образцов: 4,85 г/см² LiF и 0,418 г/см² Al для одного и 0,862 г/см² LiF и 0,418 г/см² Al для другого.

Результаты измерений, представленные на рис. 16 и 17, подтверждают закон $\frac{1}{v}$ для сечения захвата и могут быть выражены в виде

$$\sigma_{Li} = \left[(11,5 \pm 0,2) E^{-\frac{1}{2}} + (1,7 \pm 0,2) \right] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Так как в естественной смеси изотоп Li^6 содержится в количестве лишь 7,5%, сечение захвата на ядро Li^6 будет равно

$$\sigma_{Li^6} = 153 E^{-\frac{1}{2}} \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

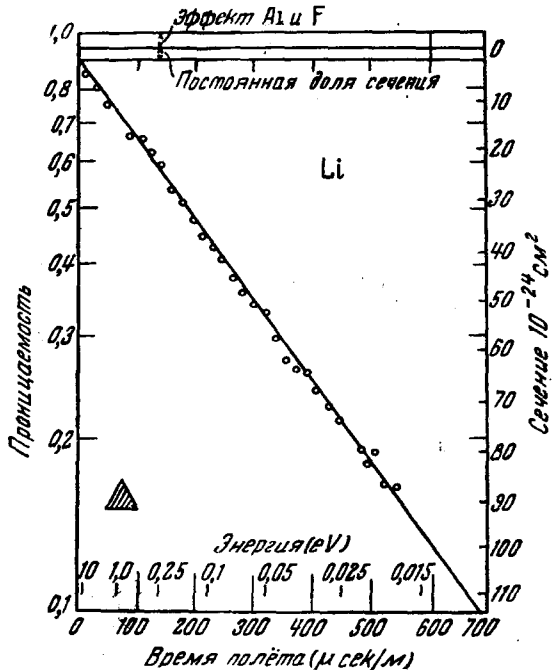


Рис. 17. Проницаемость образца 0,862 г/см² LiF и сечение лития. Прямая та же, что на рис. 16.

ПОГЛОЩЕНИЕ В КАДМИИ

Кадмий наряду с бором широко известен как сильный поглотитель нейтронов. Но в отличие от бора он имеет резкую границу поглощения, а именно, очень сильно поглощает тепловые нейтроны и очень слабо — более быстрые с энергией порядка 1 eV и выше. В связи с этим кадмий применяется как поглотитель тепловых нейтронов и само понятие «тепловые нейтроны» неразрывно связано с кадмием. Именно нейтроны, поглощаемые кадмием, и считаются тепловыми. Отсюда ясно, что знание зависимости сечения кадмия от энергии нейтронов представляет исключительный интерес.

Захват нейтрона кадмием ведёт к образованию стабильного изотопа кадмия же и сопровождается только γ -излучением. Это установлено уже в первых опытах с нейтронами. В последнее время доказано⁸⁵, что поглощающим нейтроны является изотоп Cd^{113} , содержащийся в естественном кадмии в количестве 12,3%. В результате захвата нейтрона образуется стабильный изотоп Cd^{114} .

Радиационный захват нейтронов, т. е. захват, сопровождающийся испусканием γ -лучей, должен носить резонансный характер, если образующееся в результате захвата возбуждённое компаунд-ядро обладает дискретным спектром состояний. С этой точки зрения свойства кадмия можно было объяснить тем, что он обнаруживает резонансный захват нейтронов с энергией, близкой к тепловой. Предполагая применимость формулы Брейта-Вигнера к сечению захвата нейтронов кадмием, можно было уже методом поглощения в боре определить положение и ширину резонансной линии. Гоффман и Ливингстон²⁹ именно этим путём нашли, что резонансная энергия нейтронов для кадмия равна 0,18 eV, а ширина резонансной линии $\Gamma = 0,15$ eV. Эти значения, как мы увидим, весьма близки к полученным позднее прямыми и точными опытами с селекторами.

Но сами предположения, положенные в основу опытов типа опыта Гоффмана и Ливингстона, не были безусловно достоверными, так как не имели опытного подтверждения. Только при помощи селекторов удалось непосредственно и точно измерить сечение кадмия как функцию энергии нейтронов и доказать справедливость этих предположений и применимость формулы Брейта-Вигнера. И именно кадмий оказался для этой цели наиболее подходящим элементом, так как в области малых энергий нейтронов, где разрешающая способность селекторов достаточно хороша, резонансная кривая может быть исследована детально.

Первые измерения были проделаны Фертелем и др.¹⁹, но вследствие низкой разрешающей способности их прибора результаты оказались довольно грубыми и не заслуживают обсуждения.

Значительно более точные результаты были получены Бекером и Бечером¹⁰. Ими был обнаружен совершенно отчётливый пик сечения захвата при энергии нейтронов около 0,14 eV, резкое спадание

в области больших энергий и более слабое спадание в области малых энергий до минимума ($\sigma_{\text{мин}} = 2500 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$) при энергии около 0,03 eV, а затем возрастание сечения для ещё более медленчых нейтронов. Мы не обсуждаем этих измерений подробно, так как в настоящее время имеются более точные результаты, но должны отметить, что именно они впервые достоверно доказали резонансное

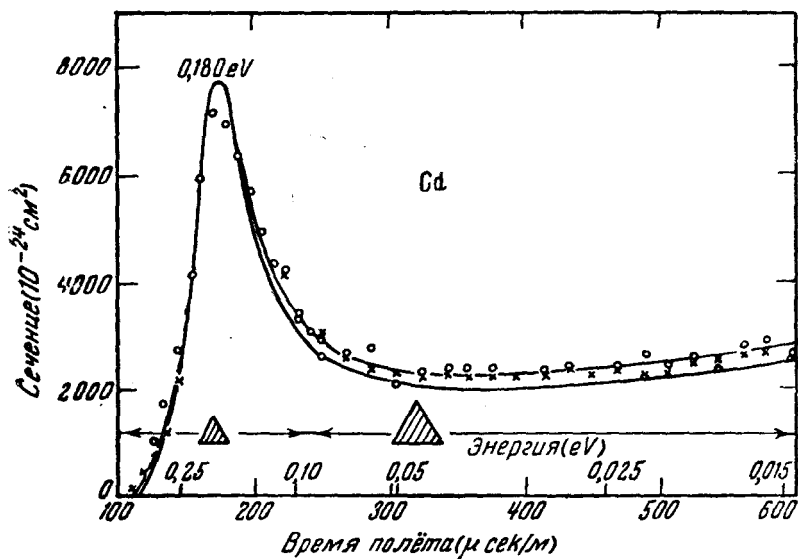


Рис. 18. Полное сечение кадмия. о — для образца $43,3 \text{ мг/см}^3$, × — для образца 219 мг/см^3 . Сплошные кривые по формуле Брейта-Вигнера при $E_0 = 0,180 \text{ eV}$, $\sigma_0 = 7800 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $\Gamma = 0,114 \text{ eV}$ (верхняя кривая) и $\Gamma = 0,108 \text{ eV}$ (нижняя).

поглощение в кадмии и установили соответствие между теорией Брейта-Вигнера и опытом.

Более точные результаты впоследствии были получены Райнвотером и Хавенсом¹⁶, а затем ими же совместно с Ву и Даннингом¹⁸. Мы обсудим последнюю работу, как наиболее точную, а из первой приведём только кривую (рис. 18), изображающую сечение как функцию времени полёта в широком интервале и дающую общее представление о спектре поглощения кадмия. Результаты последних измерений приведены на рис. 19, 20 и 21 в виде кривых, соответствующих определённым участкам спектра поглощения и являющихся более точными. Эти кривые изображают сечение кадмия как функцию энергии нейтронов в интервале от 0,008 до 2,1 eV. Для больших энергий нейтронов поглощение также исследовано и результаты представлены на рис. 22 в виде диаграммы, изображающей проникаемость как функцию времени полёта.

Кадмий, употреблявшийся при измерениях, согласно спектрографическому анализу (спектр дуги) содержал меньше 0,05% Pb и Te, меньше 0,005% Al, Ag и Cu и следы Ca, Cr, Fe и Sn. Остальные

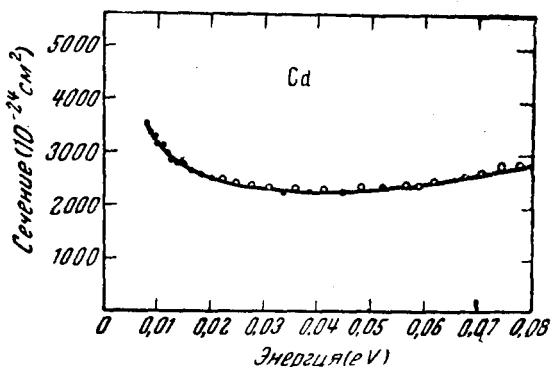


Рис. 19. Полное сечение кадмия в области малых энергий нейтронов. Сплошная кривая — по формуле Брейта-Вигнера при $E_0 = 0,176$ eV, $\Gamma = 6,115$ eV, $\sigma_0 = 7200 \cdot 10^{-24}$ см².

элементы могли присутствовать в количествах меньше 0,05%, если они не обнаруживаются в спектре дуги и меньше $10^{-5}\%$, если обнаруживаются. Для изготовления поглотителей кадмий прокатывался вальцами. Были использованы четыре образца — толщиной 438 мг/см², 219 мг/см², 4,47 г/см² и 11,03 г/см². Разрешающая способность характеризуется интервалами между экспериментальными точками

— расстояние между ними не превышает регистрируемого интервала энергий. Статистическая точность порядка 1—3%. Само расположение точек свидетельствует о высокой точности измерений.

Плавная кривая представляет формулу Брейта-Вигнера с оптимально подобранными постоянными. Её фактическое совпадение с экспериментальными точками во всём исследованном интервале, когда энергия меняется в 100 раз, а сечение в 1000 раз, является убедительным

доказательством справедливости теории резонансного захвата нейтронов, предложенной в простейшей форме Брейтом и Вигнером и развитой позднее в целом ряде работ (см., например, ⁵⁰). На этом основании оказывается вполне законным анализ экспериментальных данных при помощи формулы Брейта-Вигнера, и постоянные этой формулы приобретают обоснованный опытом физический смысл.

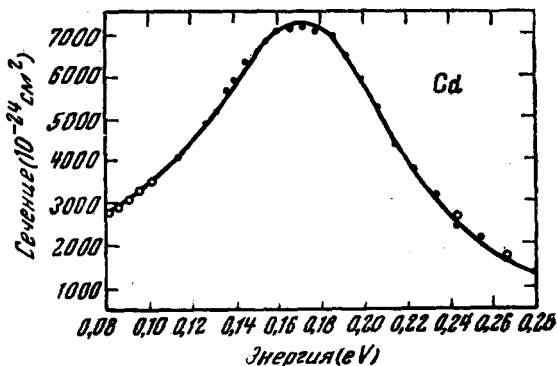


Рис. 20. Полное сечение кадмия в области резонанса (продолжение рис.19).

В случае кадмия наиболее хорошо отвечающими экспериментальным данным оказываются:

$$\begin{aligned} \text{резонансная энергия } E_0 &= 0,176 \pm 0,002 \text{ eV,} \\ \text{ширина линии } \Gamma &= 0,115 \pm 0,002 \text{ eV,} \\ \text{резонансное сечение } \sigma_0 &= (7200 \pm 200) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \\ \text{сечение рассеяния } \sigma_{\text{рас}} &= (5,30 \pm 0,7) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2. \end{aligned}$$

Последняя величина получена из измерений при больших энергиях нейтронов (см. рис. 22) и принята в качестве постоянной поправки во всём интервале энергий. Мы уже отмечали, что в подобных случаях это незаконно, так как сечение рассеяния в резонансе может иметь большие значения. Однако в случае кадмия есть основания предполагать, что сечение рассеяния в резонансе значительно меньше сечения поглощения, хотя авторы и не ссылаются на это.

Согласно Бете²⁴, зная пиковое сечение σ_0 и резонансную энергию E_0 , можно оценить относительную роль поглощения и рассеяния следующим путём. Получаемая в опыте ширина уровня Γ , обратно пропорциональная времени жизни τ компаунд-ядра в соответствующем возбуждённом состоянии ($\Gamma = \frac{h}{\tau}$), является полной шириной, соответствующей

всем процессам перехода ядра из этого состояния в другое. Каждому процессу перехода

можно сопоставить свою парциальную ширину $\Gamma_i = \frac{h}{\tau_i}$. В данном случае (как и во многих других случаях при захвате медленного нейтрона) конкурируют два процесса перехода — испускание γ -лучей и испускание нейтрона, т. е. резонансное упругое рассеяние (неупругое ядерное рассеяние при малых энергиях нейтронов невозможно). В соответствии с этим полная ширина будет равна $\Gamma = \Gamma_r + \Gamma_n$, где Γ_r — радиационная ширина, Γ_n — нейтронная ширина. Физический смысл парциальной (в том числе и нейтронной) ширины состоит в том, что она опреде-

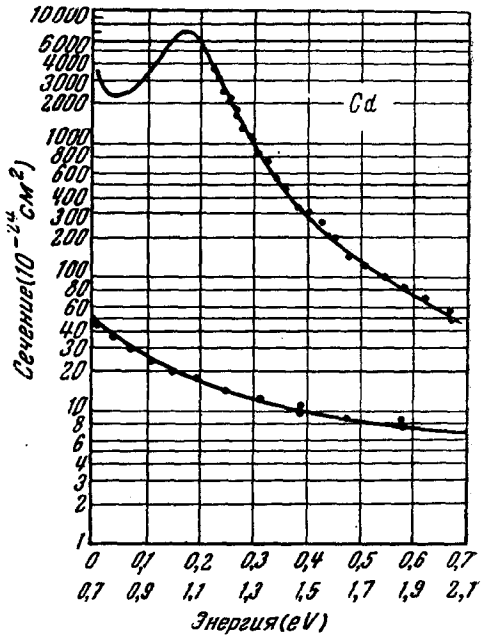


Рис. 21. Полное сечение кадмия при энергиях, больших резонансной (продолжение рис. 19 и 20).

ляет время жизни ядра относительно соответствующего ей процесса перехода и, значит, пропорциональна эффективному сечению данного процесса.

Величины σ_0 , E_0 и отношение $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ связаны по Бете формулой

$$\sigma_0 = 1,30 \cdot 10^{-18} \left(1 \pm \frac{1}{2i+1} \right) \frac{1}{E_0} \frac{\Gamma_n}{\Gamma},$$

где i — спин захватывающего ядра, в данном случае ядра Cd^{113} , а знак в скобках зависит от того, складывается с ним или вычитается из него спин нейтрона при образовании компаунд-ядра*).

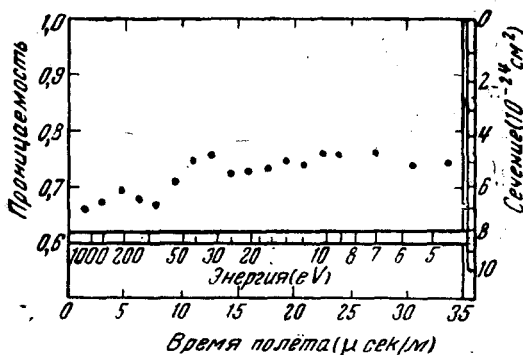


Рис. 22. Проницаемость образца кадмия $11,03 \text{ г/см}^2$ и полное сечение для нейтронов больших энергий.

резонансного рассеяния с потенциальным, которая, по видимому, не очень существенна в данном случае) пропорционально отношению резонансных сечений рассеяния и захвата. Следовательно, $\sigma_{\text{рас}}/\sigma_{\text{захв}}$ в резонансе порядка $1/100$.

В последнее время получено опытное подтверждение этого заключения.

Биман³¹ находит, что резонансное рассеяние в Cd имеет сечение $(40 \pm 15) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Чувствительность сравнения экспериментальных результатов для Cd с формулой Брейта-Вигнера такова, что при заданном $\sigma_0 = 7200$ изменение E_0 или Γ на $\pm 0,001$ даёт заметно худшее согласие. Если σ_0 изменяется на ± 200 , а Γ подбирается, то согласие не распространяется на область малых энергий (рис. 19). Из этих соображений определены указанные погрешности.

Итак, опыт устанавливает, что кадмий резонансно поглощает нейтроны с энергией $E_0 = 0,176 \text{ эВ}$, имея для этой энергии сечение

* Формула справедлива при $\Gamma_n \ll \Gamma_r$, следовательно, при $\Gamma_r \approx \Gamma_r + \Gamma_n = \Gamma$, а значит, справедлива и в данном случае.

тается с ним или вычитается из него спин нейтрона при образовании компаунд-ядра*). Если предположить $i = \frac{1}{2}$, то в зависимости от знака в скобке $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$ оказывается равным или $0,53 \cdot 10^{-2}$, или $1,6 \cdot 10^{-2}$. При других предположениях о спине Cd^{113} , как легко видеть, получатся промежуточные отношения.

Между тем, это отношение (с точностью до интерференции ре-

$7200 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. В сторону больших энергий сечение резко падает (см. рис. 21). В сторону малых энергий сечение сначала убывает, достигает минимума $\sigma_{\text{мин}} = 2200 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ при энергии $0,03-0,04 \text{ eV}$ (средняя тепловая энергия при нормальной температуре), затем возрастает в соответствии с множителем $E^{-\frac{1}{2}} \sim \frac{1}{v}$ в формуле Брейта-Вигнера. Несмотря на этот минимум в области тепловых нейтронов, сечение кадмия остаётся достаточно большим и, конечно, не подрывает репутации кадмия как хорошего поглотителя тепловых нейтронов. Но граница поглощения определяется толщиной поглотителя, так как ещё при энергии $0,5 \text{ eV}$ сечение превышает $100 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, а $10 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ достигает только при $1,5 \text{ eV}$.

Все сечения указаны как средние на атом нормального кадмия с естественным содержанием изотопов. Так как поглощающий изотоп Cd^{113} содержится в количестве $12,3\%$, для него действительное резонансное сечение $\sigma_0(\text{Ca}^{113}) = 58\,500 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Этой величиной мы пользовались при подсчёте отношения $\frac{\Gamma_n}{\Gamma}$.

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТАХ

1. Индий

Индий известен как хороший селективный поглотитель так называемых *D*-нейтронов и широко применялся как нейтронный индикатор для тепловых (*C*) и *D*-нейтронов, так как захват нейтрона ведёт к образованию радиоактивного изотопа In^{116} с периодами полураспада 13 сек. и 54 мин. (два изомерных состояния).

Исследование спектра поглощения при помощи селекторов проведено впервые Бечером и Бечером¹⁰, затем Бечером, Бечером и Мак Даниелем¹¹, Хавенсом и Райнвотером¹⁷, Мак Даниелем¹² и, наконец, Хавенсом, Ву, Райнвотером и Микером¹⁹.

Две последние, наиболее точные работы во взаимном согласии доказывают наличие сильного резонансного мак-

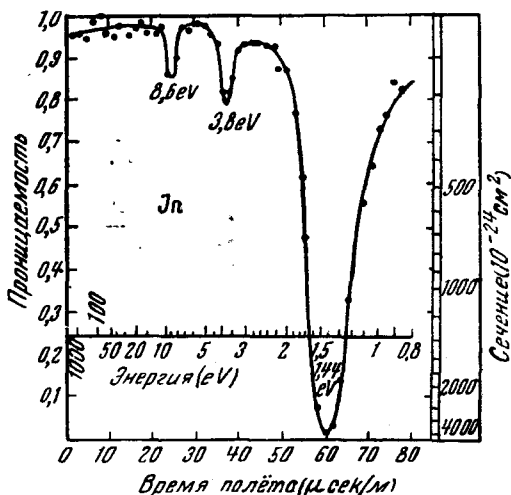


Рис. 23. Проницаемость $0,193 \text{ г/см}^2$ индия. Три резонансных минимума при энергиях $8,6$, $3,8$ и $1,44 \text{ eV}$.

симума сечения при энергии 1,44 eV и более слабых максимумов при энергиях 3,8 и 8,6 eV. На рис. 23 и 24 приведены результаты измерений¹⁹ в виде кривых проницаемости образцов различной толщины. Справа дана шкала сечений в единицах 10^{-24} см².

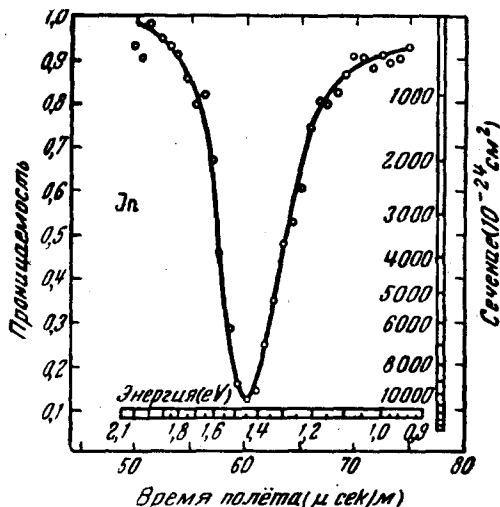


Рис. 24. Проницаемость 0,03865 г/см² индия. Кривая — по формуле Брейта-Вигнера при $E_0 = 1,44$ eV, $\sigma_0 \Gamma^2 = 210$ и $\Gamma = 0,09$ eV.

Авторы резюмируют результаты следующими числовыми данными²⁰):

1. Первый резонанс

$$E_0 = 1,44 \pm 0,02, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 210$$

(если $\Gamma \sim 0,09$, то $\sigma_0 \sim 26\ 000$).

2. Второй резонанс

$$E_0 = 3,8 \pm 0,2, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 120$$

(если $\Gamma \sim 0,1$, то $\sigma_0 \sim 1200$).

3. Третий резонанс

$$E_0 = 8,6 \pm 0,4, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 300$$

(если $\Gamma \sim 0,1$, то $\sigma_0 \sim 3000$).

Сечение для тепловых нейтронов согласно Мак Даниелю¹² меняется по закону $\frac{1}{v}$ и для энергии 0,025 eV равно $191 \cdot 10^{-4}$ см².

Так как индий имеет только два стабильных изотопа (In^{113} и In^{115}), то по крайней мере два обнаруженных уровня относятся к одному из них, и следовательно, расстояние между двумя соседними уровнями в этом случае меньше 8 eV.

*) В дальнейшем все энергии и ширины даны в eV, а сечения в 10^{-24} см².

2. Серебро

Серебро известно как селективный поглотитель А-нейтронов и употреблялось в качестве индикатора нейтронов, обладающего сильно возбуждаемыми активностями с периодами 22 сек. и 2,3 мин. Спектр поглощения исследовался Бекером, Бечером и Мак Даниелем¹¹, Хавенсом и Райнвотером¹⁷ и Райнвотером, Хавенсом, Ву и Даннингом¹⁸.

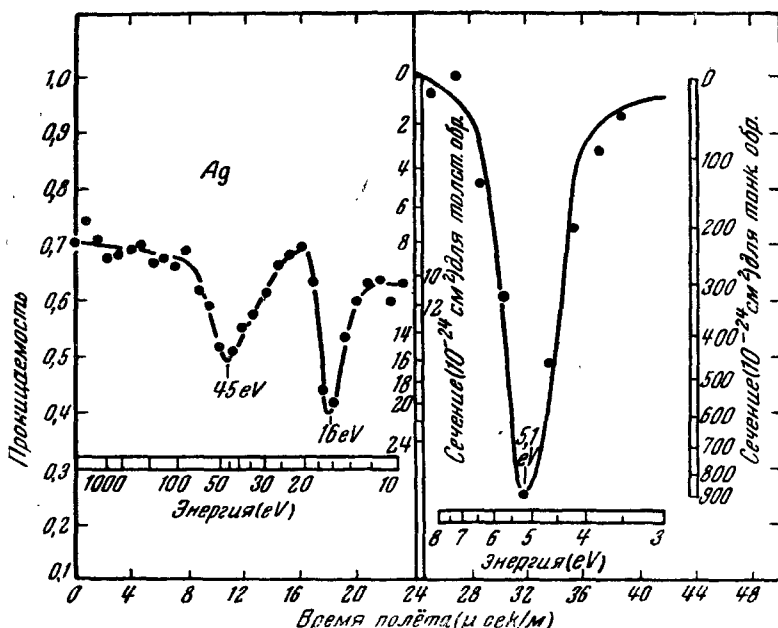


Рис. 25, 26. Проницаемость 7,84 г/см² и 0,276 г/см² серебра.

На рис. 25 и 26 приведены кривые проницаемости из последней работы. Сильный резонансный максимум сечения (минимум проницаемости) проявляется при энергии 5,1 eV и два более слабых — при энергиях 16 и 45 eV. Так как разрешающая способность в области этих энергий невелика, все три экспериментальных пиковых значения сечения ниже действительных и шкала сечений действительна только в области плавных изменений проницаемости.

Числовые результаты:

1. Первый резонанс

$$E_0 = 5,1 \pm 0,2, \quad \sigma_0 \Gamma^2 = 300 \pm 50.$$

2. Второй резонанс

$$E_0 = 16 \pm 1, \quad \sigma_0 \Gamma^2 = 24.$$

3. Третий резонанс

$$E_0 = 45 \pm 4, \quad \sigma_0 \Gamma^2 = 700.$$

В области тепловых энергий полное сечение

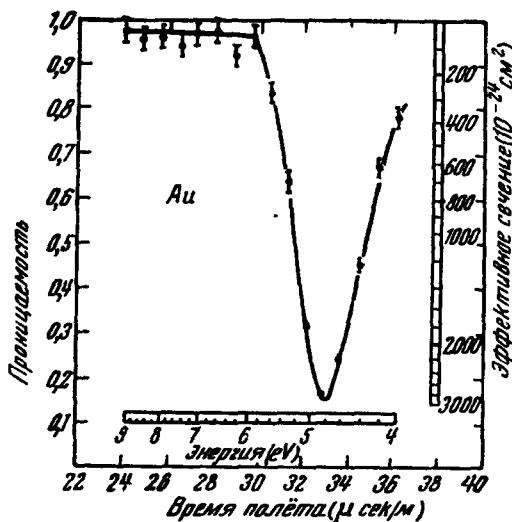


Рис. 27. Проницаемость золота $0,210 \text{ г/см}^2$. Резонанс при $4,8 \text{ эВ}$.

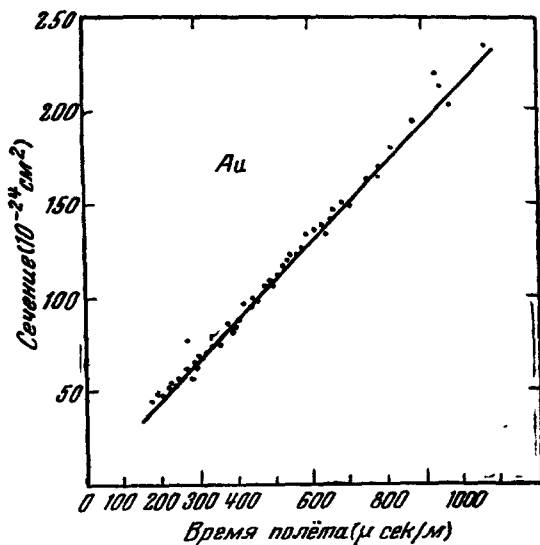


Рис. 28. Полное сечение золота в области малых энергий.

$\Gamma \sim 0,1$, то $\sigma_0 \sim 60 \text{ 000}$. В тепловой области сечение меняется по

закону $\frac{1}{v}$ и его можно представить в виде

$$\sigma_{\text{тепл}} = \left[(9,05 \pm \pm 0,30) E^{-1/2} + (6,6 \pm \pm 0,5) \right] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Серебро, так же как и индий, имеет два стабильных изотопа Ag^{107} и Ag^{109} и, следовательно, на один из них приходится по крайней мере два из обнаруженных здесь уровней.

3. Золото

Золото известно как сильный поглотитель A -нейтронов и употреблялось в качестве нейтронного индикатора с периодом $2,7$ дня. Исследовано Хавенсом и Райнвотером¹⁷, Хавенсом, Райнвотером, Ву и Микером¹⁹ в области резонанса и Брилем и Лихтенбергером⁶ и Мак Данием²¹ в тепловой области.

Результаты представлены на рис. 27 и 28. Сильный одиночный резонансный уровень проявляется при энергии $4,8 \text{ эВ}$. Экспериментальное пиковое значение сечения ниже действительного. Если предположить

Если предположить

закону $\frac{1}{v}$ и равно $100 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ для нейтронов со скоростью 2200 м/сек . Мак Даниель и др. дают следующую формулу для тепловой области:

$$\sigma_{\text{тепл}} = [(14,9 \pm 0,3) E^{-1/2} + (9,0 \pm 0,2)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

4. Марганец

Из опытов по методу поглощения в боре было известно, что марганец поглощает помимо тепловых нейтронов резонансную группу нейтронов с энергией в несколько десятков eV, например по измерениям Гольдсмита и Разетти — 60 eV. Марганец употреблялся как нейтронный поглотитель и индикатор с периодом 2,59 часа. В опытах по определению абсолютной интенсивности источников нейтронов он удобен в качестве поглотителя и индикатора, так как в виде раствора может быть введен в большой объем воды.

Измерения при помощи селекторов обнаружили резонанс при значительно большей энергии, чем давали косвенные опыты и тем самым показали неточность метода поглощения в боре для больших резонансных энергий, как и следовало ожидать. Марганец исследовался Райнвотером, Хавенсом, Ву и Даннингом¹⁸. Результаты исследований представлены на рис. 29 и 30.

Обнаружен сильный резонанс при энергии $E_0 = 300 \pm 40 \text{ eV}$. Вследствие низкой разрешающей способности экспериментальное пиковое сечение, конечно, значительно ниже действительного. Для энергий нейтронов ниже 30 eV сечение может быть представлено в виде

$$\sigma = [(2,24 \pm 0,05) E^{-1/2} + (2,2 \pm 0,4)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Постоянное слагаемое 2,2 соответствует сечению рассеяния вдали от резонанса. В области резонанса, как мы уже отметили выше, сечение

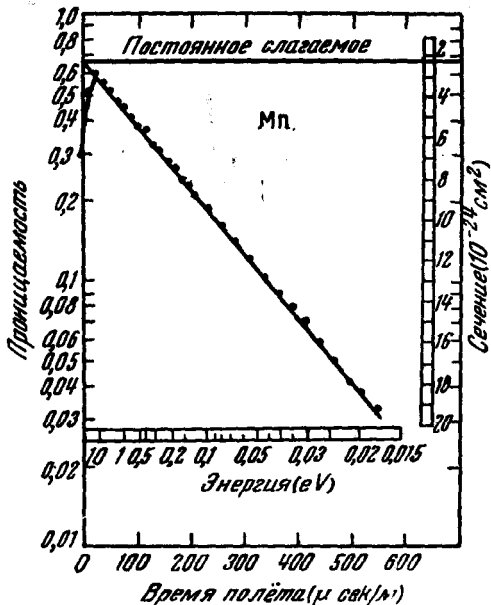


Рис. 29. Проницаемость $16,24 \text{ г/см}^2$ марганца. В тепловой области закон $1/v$.

$$\sigma = 2,24 E^{-1/2} + 2,26.$$

рассеяния, согласно специальным опытам Лангсдорфа и др.²⁶, оказывается очень большим и превышает сечение резонансного захвата. Кривая рис. 30 изображает проникаемость для пучка нейтронов,

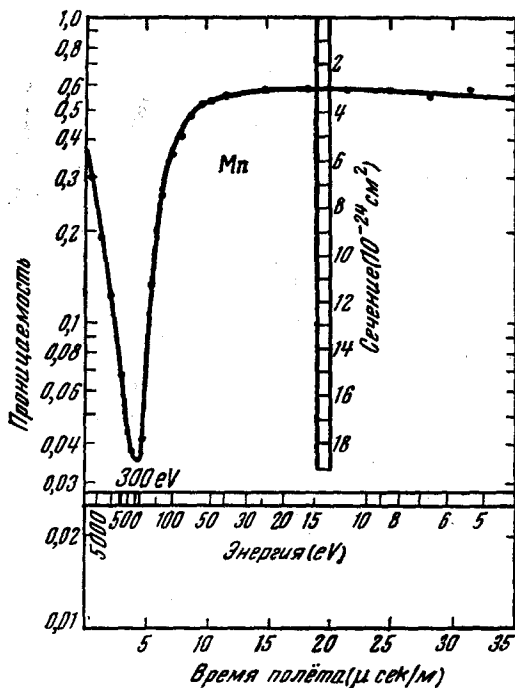


Рис. 30. Проницаемость 16,24 г/см² марганца в области больших энергий. Резонанс при энергии около 300 eV.

следовательно, соответствует обоим эффектам: и поглощению, и рассеянию.

5. Сурьма

Сурьма исследовалась Хавенсом и Райнвотером¹⁷ и Райнвотером, Хавенсом, Ву и Даннингом¹⁸. Обнаружены три резонансных уровня (стабильных изотопов два) при энергиях $5,8 \pm 0,15$ eV, 15 eV и 21 eV. Результаты измерений представлены на рис. 31 в виде кривой проникаемости. В тепловой области сечение может быть представлено в виде

$$\sigma_{\text{тепл}} = [(0,64 \pm 0,04) E^{-1/2} + (4,2 \pm 0,5)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Следовательно, сечение рассеяния вдали от резонанса

$$\sigma_{\text{рас}} = (4,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

6. Иод

Иод известен как поглотитель и индикатор J -нейтронов с периодом 25 мин. Измерения методом поглощения в боре указывали на наличие очень широкого резонансного уровня ($\Gamma \sim 15$ eV) при энергии порядка 100 eV (например, по Гольдсмиту и Разетти — 140 eV).

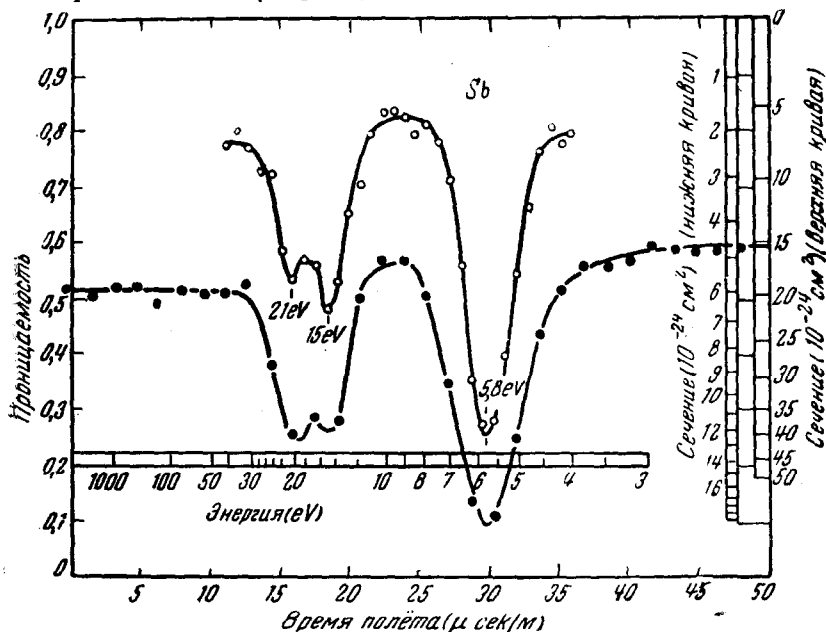


Рис. 31. Проницаемость 6,84 г/см² (верхняя кривая) и 22,4 г/см² (нижняя кривая) сурьмы.

Исследования при помощи селекторов производились Ву, Райнвотером и Хавенсом²⁰ и Джонсом²². Последняя работа более подробная и посвящена специально иоду. Результаты измерений, представленные на рис. 32 и 33, мы заимствуем из первой работы, где они даны более наглядно. Первый резонансный уровень проявляется при энергии $20,6 \pm 0,4$ eV. По Джонсу, $E_0 = 20,3$, $\sigma_0 > 40 \cdot 10^{-24}$ см², $\Gamma < 0,8$ eV.

При энергии около 37 eV обнаружена широкая полоса поглощения, простирающаяся от 30 до 45 eV (по Джонсу). Райнвотер и Хавенс предполагают здесь два неразрешённых уровня при энергиях 32 ± 2 eV и 42 ± 2 eV. Имеются не очень достоверные указания на уровни при энергиях около 80 eV, 200 eV и 600 eV.

В тепловой области сечение может быть представлено в виде

$$\sigma_{\text{тепл}} = [(1,12 \pm 0,05) E^{-1/2} + (3,8 \pm 0,2)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

По Джонсу

$$\sigma_{\text{тепл}} = [1,06 E^{-1/2} + 3,6] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Следовательно, сечение рассеяния вдали от резонанса

$$\sigma_{\text{рас}} = (3,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Но при энергиях ниже 0,04 eV полное сечение дважды меняется скач-

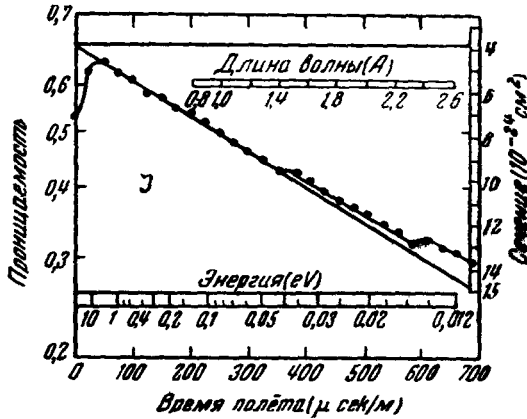


Рис. 32. Проницаемость 18,86 г/см² иода. От 0,04 до 3 eV $\sigma = 1,12E^{-1/2} + 3,8$. Дифракционные скачки при длине волны 1,46 и 2,37 Å.

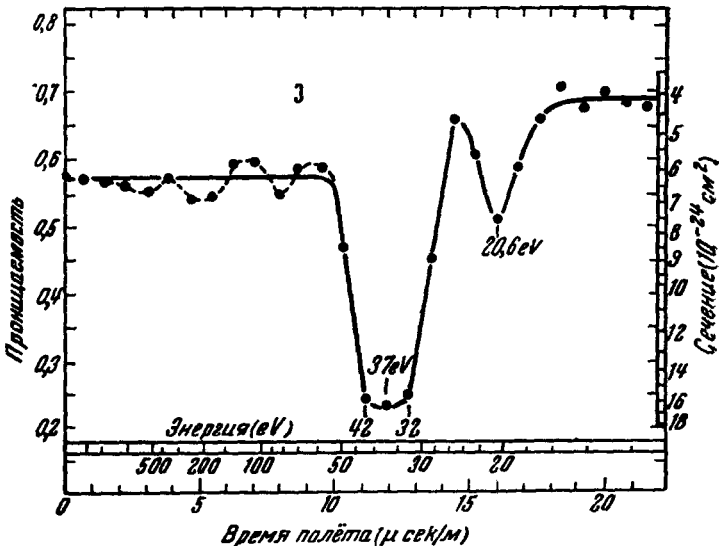


Рис. 33. Проницаемость 18,86 г/см² иода. Вблизи 37 eV вероятно два уровня при энергиях 32 и 42 eV.

ками, как видно из рис. 32. Эти скачки сечения связаны с дифракцией нейтронных волн в кристаллическом иоде. Они наблюдаются

при длинах волн, для которых становится невозможным брегговское отражение ($\lambda > 2d \sin \theta$). Эти длины волн нейтронов, при которых наблюдаются скачки сечения, сильно отличаются у разных авторов. Райнвотер и Хавенс указывают 1,46 Å и 2,37 Å, а Джонс 3,9 Å и 4,8 Å, хотя в обоих случаях употреблялся чистый кристаллический иод. Во всяком случае сам факт скачкообразного изменения сечения показан довольно отчётливо, в особенности у Джонса. Следует заметить, что иод имеет только один стабильный изотоп, следовательно, все обнаруженные уровни соответствуют возбуждённым состояниям J^{128} .

7. Ртуть

Проницаемость ртути, исследованная Хавенсом и Райнвотером¹⁷, обнаруживает интересную особенность — при энергиях от 10 eV и ниже она убывает с энергией быстрее, чем это полагалось бы, если бы сечение менялось по закону $\frac{1}{v}$. Такой

ход возможен только в том случае, когда резонансный уровень соответствует очень малой положительной или отрицательной величине резонансной энергии нейтрона. Отрицательная кинетическая энергия нейтрона, конечно, не имеет физического смысла, но соответствующий ей резонансный уровень вполне возможен. В самом деле, если резонансная энергия (кинетическая) нейтрона есть E_n , то соответствующая ей энергия возбуждения компунд-ядра равна $E^* = \epsilon_n + E_n$, где ϵ_n — энергия связи нейтрона в компунд-ядре. Но ведь вполне возможны и такие уровни ядра, для которых $E^* < \epsilon_n$. В таком случае определённая из равенства величина E_n будет иметь отрицательный

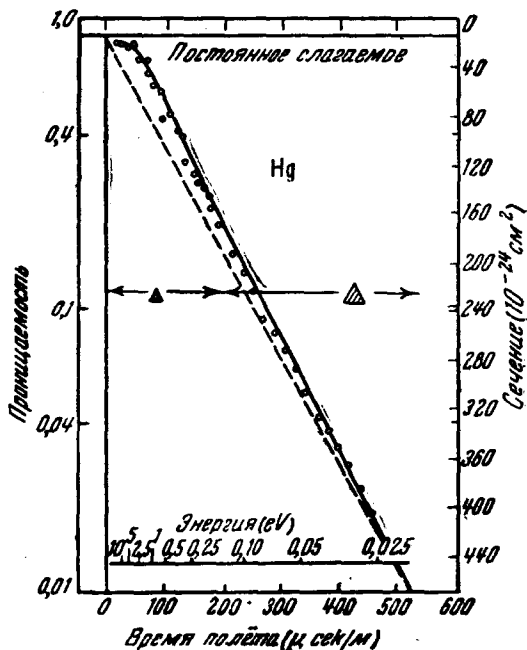


Рис. 34. Проницаемость 3,25 г/см² ртути. Сплошная кривая — по формуле Брейта-Вигнера при $E = -2,0$ eV, пунктирная — соответствует $\sim \frac{1}{v}$.

знак. Если E_n отрицательна, но мала по абсолютной величине, т. е. если энергия связи нейтрона лишь немного больше энергии возбуждения соответствующего ядерного уровня, то на область малых энергий нейтронов придётся хвост резонансной кривой, в котором сечение растёт с уменьшением скорости быстрее, чем $\frac{1}{v}$. С этой точки зрения Хавенс и Райнвотер и проанализировали эксперимен-

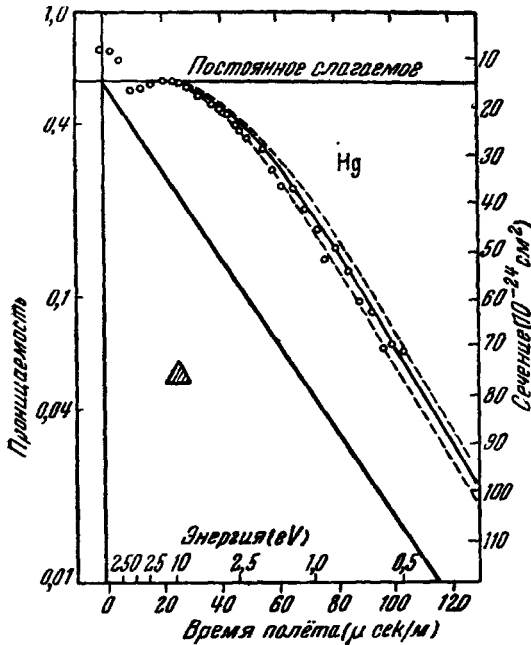


Рис. 35. Проницаемость $12,9 \text{ г/см}^2$ ртути. Пунктирные кривые для $E_0 = -2,25 \text{ eV}$ и $E_0 = -1,75 \text{ eV}$, сплошная для $E_0 = -2,0 \text{ eV}$. Прямая: $\sigma = 64E^{-1/2} + 15$. Постоянное слагаемое подобрано методом проб и ошибок.

$= -2,0 \text{ eV}$. Принятая постоянная величина показанная на рисунке горизонтальной прямой, не имеет физического смысла и выбрана как дающая наилучшее совпадение кривых с экспериментальными точками. Изменение её в ту или иную сторону даёт систематическое расхождение результатов с кривой по Брейту-Вигнеру. При энергиях около 30 eV авторы предполагают наличие нескольких неразрешённых резонансных уровней. Если учесть их влияние в области малых энергий, то можно получить отрицательную резонансную энергию, несколько меньшую по абсолютной вели-

чине резонансной кривой, в котором сечение растёт с уменьшением скорости быстрее, чем $\frac{1}{v}$. С этой точки зрения Хавенс и Райнвотер и проанализировали экспериментальные кривые проницаемости для ртути, сопоставляя их с формулой Брейта-Вигнера. Наилучшее совпадение экспериментальных точек с кривой по Брейту-Вигнеру получается, если предположить $E_0 = -2 \text{ eV}$ и некоторую постоянную величину сечения, равную $15 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Результаты измерений и сопоставлений представлены на рис. 34, 35, 36. Каждый рисунок соответствует определённой толщине поглотителя, причём чем толще поглотитель, тем точнее исследована область больших энергий. На рис. 35 и 36 крайние пунктирные кривые соответствуют $E_0 = -2,25 \text{ eV}$ и $-1,75 \text{ eV}$, средняя, лучше всех совпадающая, $E_0 =$

$15 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$,

чине, но во всяком случае не меньше 1,25 eV. Считая, однако, что влияние положительных уровней на ход кривой при энергиях меньше

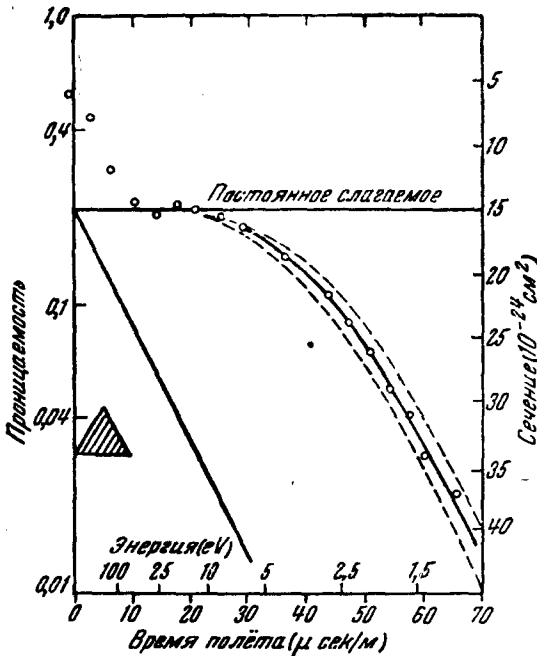


Рис. 36. Проницаемость 34,4 г/см² ртути. Обозначения те же, что на рис. 35. Несогласие данных при $E > 10$ eV свидетельствует о наличии положительных уровней.

10 eV незначительно, авторы дают следующие окончательные результаты:

$$- E_0 = 2,0 \pm 0,2, \quad \frac{\sigma_0 \Gamma^2}{4E_0^{3/2}} = 64 \pm 3, \quad \sigma_{\text{пост}} = 15 \pm 1.$$

Возможно наличие больше чем одного уровня около 25 eV.

8. Иридий

Иридий исследовался Райнвотером, Хавенсом, Ву и Даннингом¹⁸. Результаты представлены на рис. 37 и 38. Авторы резюмируют их следующими числовыми данными:

1. $\sigma_{\text{тепл}} = [(64 \pm 2) E^{-1/2} + (14 \pm 6)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.
2. Первый резонанс

$$E_0 = 0,64 \pm 0,015, \quad \sigma_0 \Gamma^2 = (\text{от } 5 \text{ до } 20),$$

$\sigma_0 \geq 4500$ (вероятно), $\Gamma \leq 0,07$ (вероятно).

3. Второй резонанс

$$E_0 = 1,27 \pm 0,04, \quad \sigma_0 \Gamma^2 = (\text{от } 5 \text{ до } 20),$$

$\sigma_0 \geq 4000$ и $\Gamma \leq 0,07$ (вероятно).

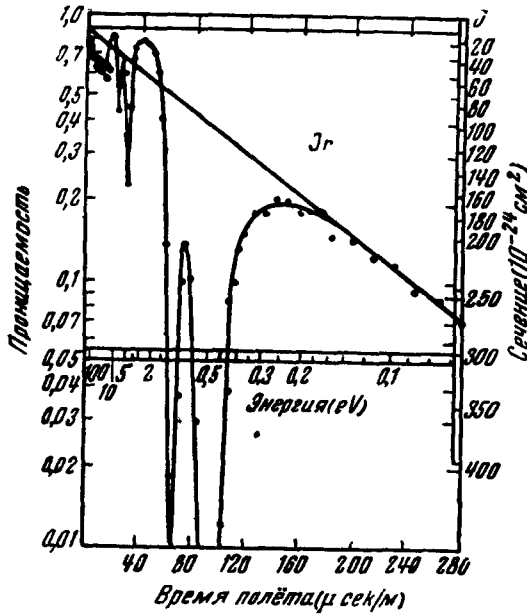


Рис. 37. Проницаемость 3,08 г/см² иридия. В тепловой области $\sigma = (64,5 E^{-1/2} + 14) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

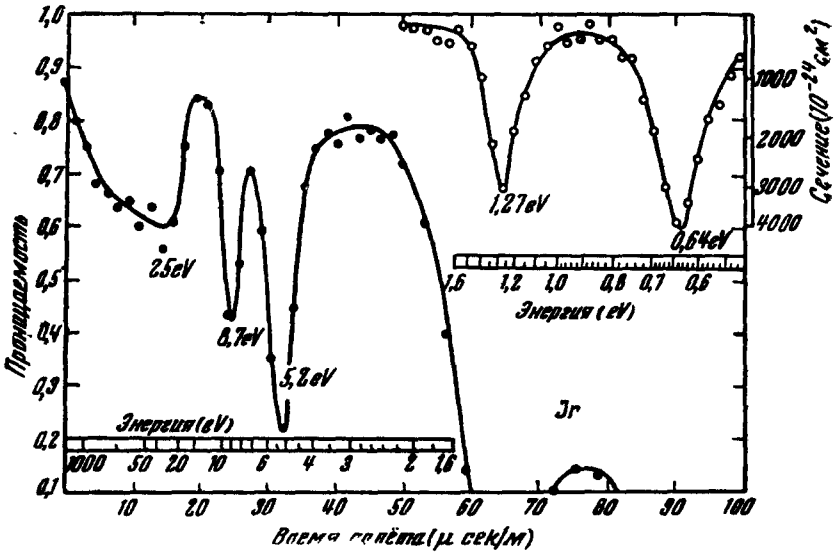


Рис. 38. Проницаемость 3,08 г/см² (слева) и 0,0424 г/см² иридия.

4. При $2,2 \text{ eV} \leq E \leq 3,5 \text{ eV}$ $\sigma = 25 \pm 4$.

5. Третий резонанс

$$E_0 = 5,2 \pm 0,2, \quad \sigma_0 \Gamma^2 = 55 \text{ (грубо)}.$$

6. Четвёртый резонанс

$$E_0 = 8,7 \pm 0,3, \quad \sigma_0 \Gamma^2 = 50 \text{ (грубо)}.$$

7. Около $E = 14 \text{ eV}$ $\sigma = 18 \pm 3$.

8. Пятый резонанс $E_0 = 25 \pm 5$.

9. Ход кривой при $E > 25 \text{ eV}$ указывает на возможное наличие здесь нескольких уровней.

Эти по крайней мере пять уровней относятся к двум изотопам, так как иридий имеет два стабильных изотопа Ir^{191} и Ir^{193} .

9. Тантал

Тантал исследован Хавенсом, Ву, Райнвотером и Микером¹⁹. Результаты представлены на рис. 39, 40. Авторы суммируют их следующие числовыми данными:

1. Ниже 1 eV

$$\sigma = [(3,0 \pm 0,1) E^{-1/2} + (7,2 \pm 0,4)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

2. Первый и главный резонанс проявляется при

$$E_0 = 4,1 \pm 0,1, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 44$$

(если участок $\frac{1}{v}$ приписать только одному уровню $4,1 \text{ eV}$, то $\sigma_0 \Gamma^2 = 96$).

3. Второй сильный резонанс

$$E_0 = 10,0 \pm 0,3, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 25.$$

4. Третий резонанс

$$E_0 = 13 \pm 0,5, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 3.$$

5. Четвёртый резонанс

$$E_0 = 22 \pm 2, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 18.$$

6. Пятый резонанс

$$E_0 = 37 \pm 3, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 400.$$

7. Имеются указания на наличие больше чем одного уровня около 100 eV , около 300 eV и при ещё больших энергиях.

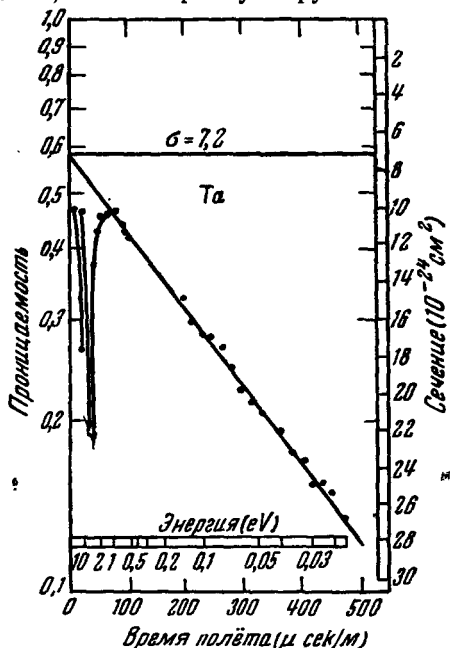


Рис. 39. Проницаемость $22,4 \text{ г/см}^2$ тантала. В тепловой области $\sigma = (3,0 E^{-1/2} + 7,2) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

Замечательно то, что тантал имеет только один стабильный изотоп Ta^{181} , следовательно, все эти уровни относятся к Ta^{182} . Авторы

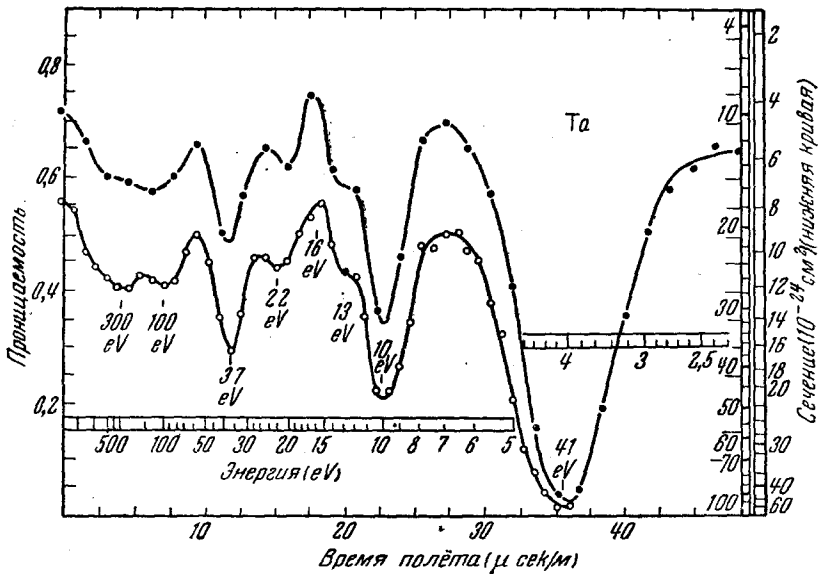


Рис. 40. Проницаемость $9,98 \text{ г/см}^2$ (верхняя кривая) и $22,44 \text{ г/см}^2$ (нижняя кривая) тантала.

считают невероятным влияние примесей в образце тантала на эти результаты.

10. Вольфрам

Вольфрам исследовался в той же работе, что и тантал¹⁹. Результаты представлены на рис. 41, 42 и 43. Авторы суммируют их следующими данными:

1. Ниже 1 eV $\sigma = [(2,72 \pm 0,05) E^{-1/2} + (5,7 \pm 0,2)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

2. Первый сильный резонанс

$$E_0 = (4,0 \pm 0,1), \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 13.$$

3. Второй (более слабый)

$$E_0 = 7,4 \pm 0,2, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 5.$$

4. Третий, самый сильный

$$E_0 = 18,0 \pm 0,5, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 3000.$$

Этот уровень может быть сложным (неодиночным), так как в сторону больших энергий кривая спадает медленнее, чем следует ожидать для одиночного уровня.

5. Четвёртый резонанс (возможно, сложный)

$$E_0 = 45 \pm 2, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 400.$$

6. Пятый минимум кривой при
 $E_0 = 180 \pm 20$, $\sigma_0 \Gamma^2 \sim 10000$,
 если уровень одиночный.

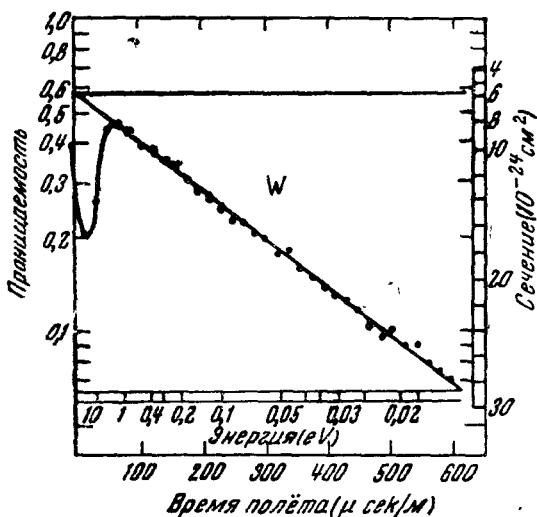


Рис. 41. Проницаемость $29,2 \text{ г/см}^2$ вольфрама. В тепловой области
 $\sigma = 2,72 E^{-1/2} + 5,7$.

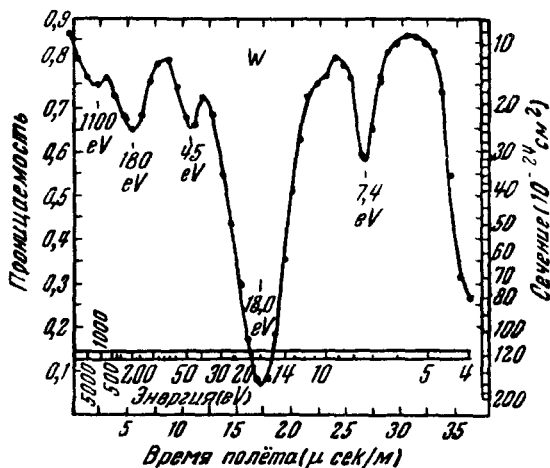


Рис. 42. Проницаемость $5,06 \text{ г/см}^2$ вольфрама.

7. Ещё один минимум вблизи 1100 eV соответствует, вероятно, нескольким уровням.

Вольфрам имеет пять стабильных изотопов. Сильное резонансное поглощение, вероятно, относится к единственному нечётному изотопу W^{183} , хотя чётные изотопы W^{184} и W^{186} также захватывают

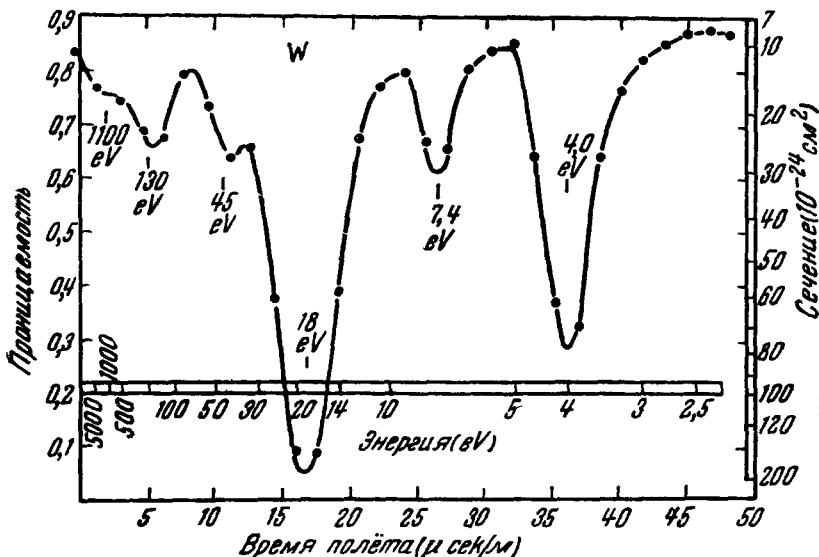


Рис. 43. Проницаемость $4,90 \text{ г/см}^2$ вольфрама.

нейтроны и дают известные активности с периодами 77 дней и 24,1 часа.

11. Платина

Платина исследовалась в той же работе¹⁹. Результаты представлены на рис. 44, 45 и 46. Заключение авторов по этим результатам следующие:

1. В интервале $0,04-0,8 \text{ eV}$

$$\sigma = [(1,03 \pm 0,06)E^{-1/2} + (120 \pm 0,3)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

2. При энергиях $< 0,035 \text{ eV}$ благодаря дифракции нейтронных волн на кристаллах металлической платины — скачки прозрачности, соответствующие длинам волн $1,6 \text{ \AA}$ и $2,4 \text{ \AA}$.

3. Резонанс при

$$E_0 = 11,5 \pm 0,4, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 55.$$

4. Резонанс при

$$E_0 = 18,2 \pm 1, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 30.$$

5. Широкие минимумы прозрачности при энергиях около 100 eV и 1000 eV указывают на наличие сильных неразрешённых уровней. Число стабильных изотопов платины — 5.

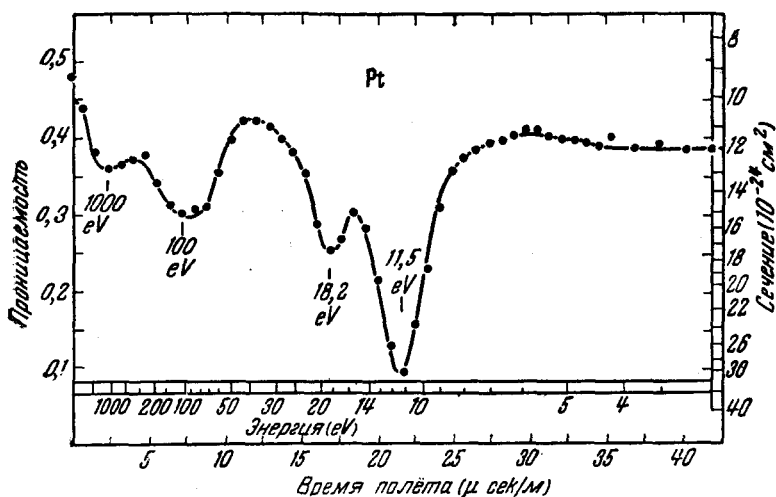


Рис. 44. Проницаемость 25,8 г/см² платины.

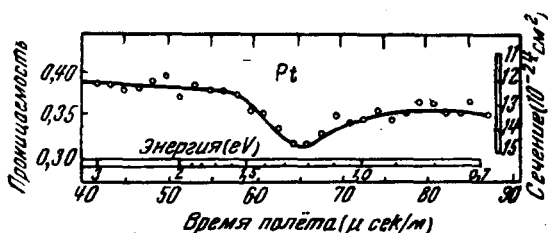


Рис. 45. Проницаемость 25,8 г/см² платины. Минимум при 1,25 eV, вероятно, обязан примеси родия.

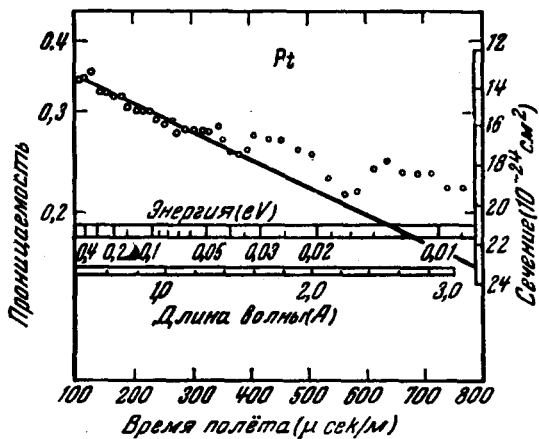


Рис. 46. Проницаемость 25,8 г/см платины. Отклонения от $\frac{1}{v}$ обусловлены интерференцией нейтронных волн на кристаллах платины.

12. Цирконий

Цирконий исследовался в той же работе, что и три предыдущих элемента¹⁹. Образцы изготовлялись из окиси ZrO_2 и поправка на кислород принималась из расчёта, что сечение рассеяния постоянно и равно $4,1 \cdot 10^{-24}$ см².

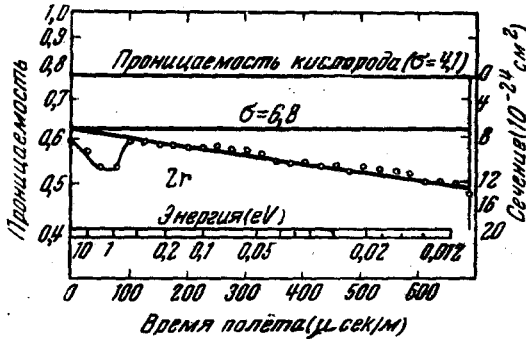


Рис. 47. Проницаемость $6,45$ г/см² ZrO_2 . В тепловой области $\sigma_{Zr} = 0,74 E^{-1/2} + 6,8$.

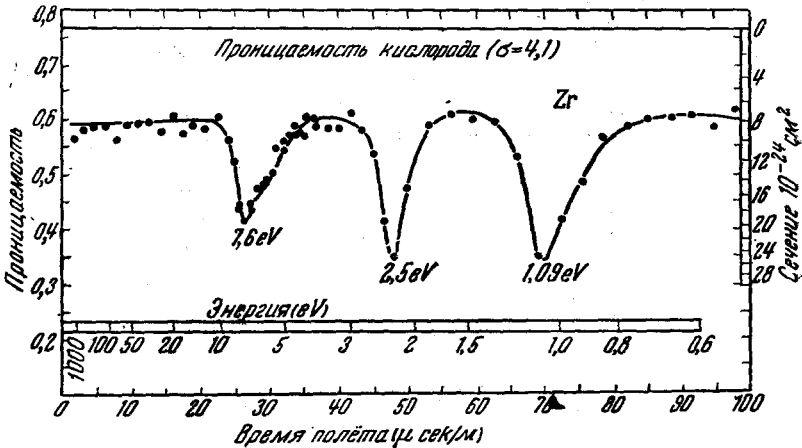


Рис. 48. Проницаемость $6,45$ г/см² ZrO_2 . Минимум возле 7 eV обязан, вероятно, двум неразрешённым уровням при энергиях $5,7$ и $7,6$ eV.

Результаты представлены на рис. 47 и 48. Выводы авторов следующие:

1. Ниже $0,6$ eV $\sigma = [(0,74 \pm 0,10) E^{-1/2} + (6,8 \pm 0,3)] \cdot 10^{-24}$ см².
2. Резонанс при

$$E_0 = 1,09 \pm 0,03, \sigma_0 \Gamma^2 \sim 5.$$

3. Второй резонанс при

$$E_0 = 2,30 \pm 0,07, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 8.$$

4. Имеется намёк на резонанс при

$$E_0 = 5,7 \pm 0,5, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 10 \text{ (недостоверно).}$$

5. Третий резонанс

$$E_0 = (7,6 \pm 0,4), \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 50.$$

Цирконий имеет пять стабильных изотопов.

13. Осмий

Осмий исследовался Ву, Райнвотером и Хавенсом²⁰. Образцы изготовлялись из металлического порошка, спрессованного под большим давлением. Результаты представлены на рис. 49 и 50 и суммированы следующими данными:

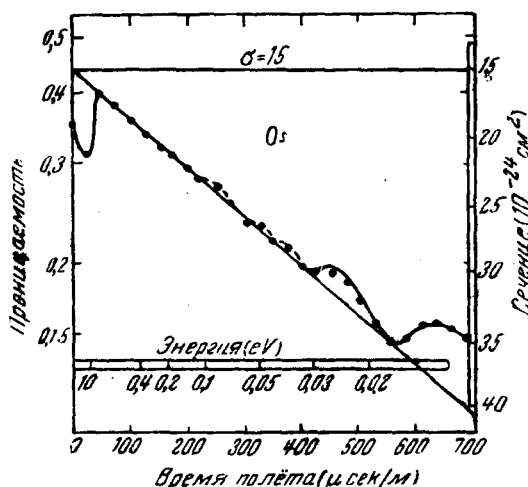


Рис. 49. Проницаемость $17,3 \text{ г/см}^2$ осмия. Ниже $0,1 \text{ эВ}$ эффект дифракции в кристаллах.

1. В тепловой области $\sigma = [(2,7 \pm 0,1) E^{-1/2} + (15 \pm 0,4)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

2. Имеются скачки пропускания благодаря дифракции, в особенности при $\lambda = 1,75 \text{ \AA}$ и $2,36 \text{ \AA}$.

3. Резонанс при

$$E_0 = 6,5 \pm 0,3, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 10.$$

4. Резонанс при

$$E_0 = 8,8 \pm 0,3, \quad \sigma_0 \Gamma^2 \sim 35.$$

5. Резонанс при $E_0 = 20 \pm 1$, $\sigma_0 \Gamma^2 \sim 25$.
6. Вероятный резонанс при $E_0 = 28 \pm 1,5$, $\sigma_0 \Gamma^2 \sim 8$ (с точностью до множителя 10).
7. Резонанс при $E_0 = 42 \pm 2$, $\sigma_0 \Gamma^2 \sim 10$ (с точностью до множителя 5).
8. Резонанс при $E_0 = 84 \pm 6$ и другие неразрешённые при большой энергии.

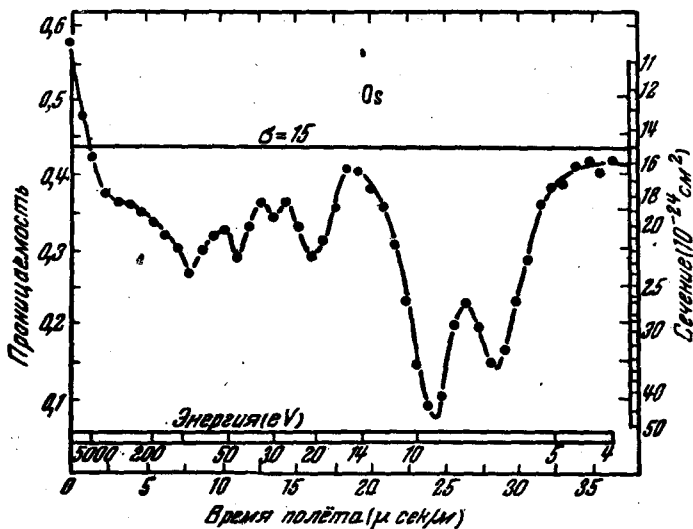


Рис. 50. Проницаемость 17,3 г/см² осмия. Кривая снята с максимальной разрешающей способностью.

14. Кобальт

Кобальт исследовался в той же работе²⁰. Интересен тем, что обнаружен очень сильный резонанс при энергии 115 eV, причём экспериментально полученная величина $\sigma_0 \Gamma^2 = 200\ 000$ значительно больше той, которую следует ожидать из хода кривой в области справедливости закона $\frac{1}{v}$ ниже 5 eV ($\sigma_0 \Gamma^2 = 30\ 000$). Авторы указывают на возможное влияние на масштаб кривой в области $\frac{1}{v}$ со стороны обнаруженных ими резонансных уровней при энергиях порядка 1000 и 10 000 eV, или возможность того, что уровень при 115 eV сложный. В самом деле, повидимому, объяснение этого расхождения заключается в том, что экспериментально

обнаруженный ими минимум проницаемости обязан не столько поглощению, сколько резонансному рассеянию. Большое сечение резонансного рассеяния у кобальта было позднее доказано опытами Харриса, Лангсдорфа и Сейдла²⁸. Наряду с марганцем кобальт представляет пример такого ядерного уровня, для которого нейтронная ширина превосходит радиационную. Следует, повидимому, ожидать, что такие примеры будут не единичными, если рассматривать резонанс при больших энергиях нейтронов.

Результаты исследований кобальта представлены на рис. 51 и 52 и суммированы следующими данными:

1. Ниже 5 eV $\sigma = (6,4 \pm 0,15) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$.

2. Сильный резонансный минимум проницаемости при $E_0 = 115 \pm 5, \sigma_0 \Gamma^2 \sim 200\,000$, если минимум обязан одиночному уровню.

Если ход $\frac{1}{v}$ приписать одиночному уровню при $E_0 = 115 \text{ eV}$, то

$$\sigma_0 \Gamma^2 \sim 30\,000.$$

3. Имеются указания на сильные неразрешённые уровни в области от 1000 до 10 000 eV.

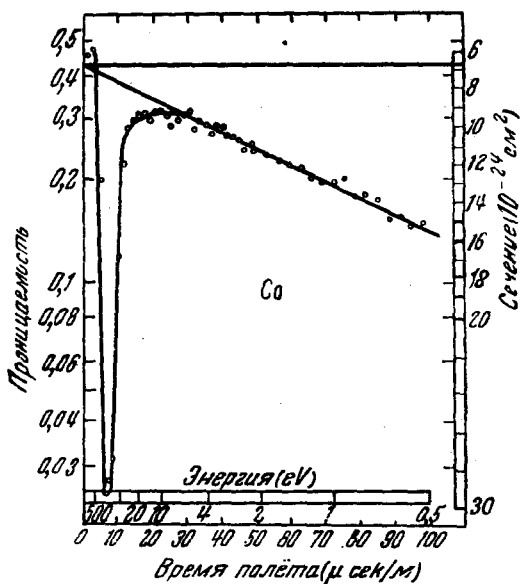


Рис. 51. Проницаемость 12,4 г/см² кобальта.

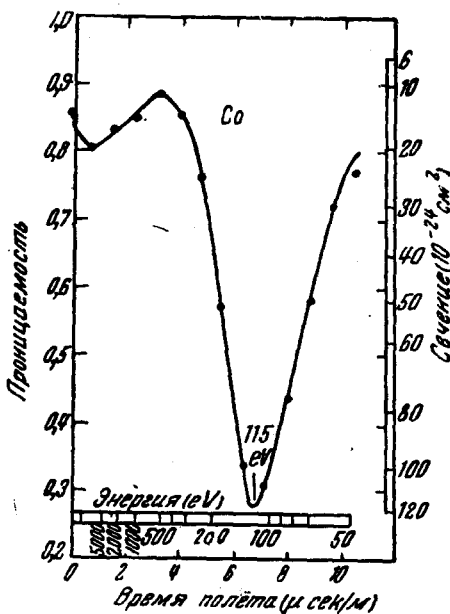


Рис. 52. Проницаемость 1,06 г/см² кобальта.

15. Таллий

Таллий исследовался в той же работе²⁰. Результаты измерений представлены на рис. 53 и 54.

Аналогичен кобальту, так как имеет сильный резонанс при $E_0 = 270$ eV, для которого $\sigma_0 \Gamma^2 \sim 20\,000$, если он относится к од-

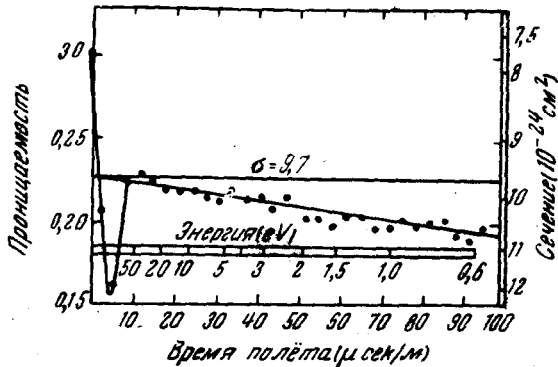


Рис. 53. Проницаемость $52,09$ г/см² таллия.

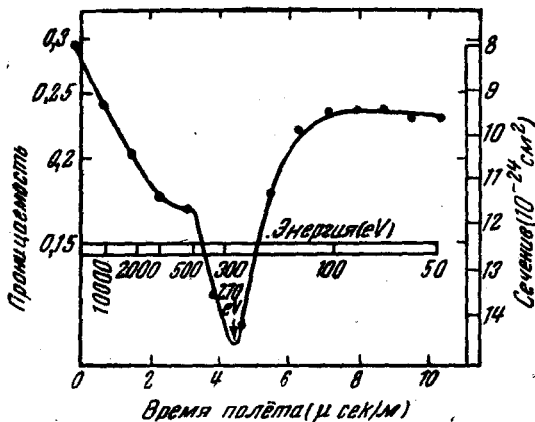


Рис. 54. Проницаемость $52,09$ г/см таллия в области минимума, снятая с максимальной разрешающей способностью.

ному уровню. В интервале от 50 до 0,5 eV сечение можно представить в виде

$$\sigma = [(0,6 \pm 0,2) \cdot E^{-1/2} + (9,7 \pm 0,2)] \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Если этот ход $\frac{1}{\nu}$ обязан одному уровню при $E_0 = 270$ eV, то

$\sigma_0 \Gamma^2$ должно быть 11000. Мы полагаем, что это несоответствие, как и в случае кобальта, означает, что при $E_0 = 270$ eV таллий имеет большое сечение резонансного рассеяния нейтронов. Помимо этого намечается второй неразрешённый резонанс при $E_0 \sim 1100$ eV. В области ниже 0,5 eV — сильные дифракционные эффекты, искажающие закон $\frac{1}{v}$.

16. Колумбий

Колумбий исследовался в той же работе²⁰. Результаты представлены на рис. 55 и 56. Имеющийся небольшой резонансный минимум проницаемости при энергии около 4 eV приписывается при-

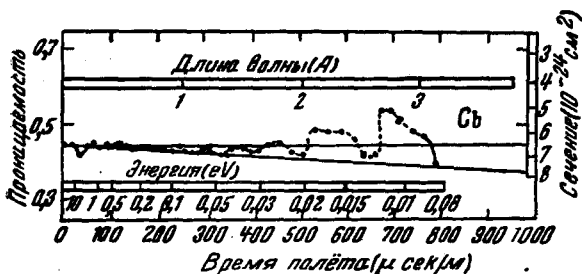


Рис. 55. Проницаемость 19,37 г/см² колумбия. Сильный дифракционный эффект при малых энергиях.

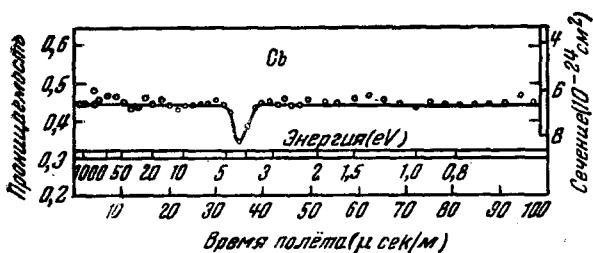


Рис. 56. Проницаемость 19,37 г/см² колумбия. Слабый минимум при 4,1 eV может быть приписан примеси тантала (0,4%).

меси тантала в составе образца. При меньших энергиях — слабо выраженный закон $\frac{1}{v}$ [$\sigma = (0,10 \pm 0,04) E^{-1/2} + (6,4 \pm 0,2)$], который, вероятно, также обусловлен примесью. Сам колумбий резонанса не обнаруживает. В области малых энергий, однако, проявляются очень отчётливые дифракционные эффекты. Особенно резкие скачки проницаемости соответствуют длинам волн 2,05 и 2,67 Å (см. рис. 55).

17. Германий

Германий исследовался в той же работе²⁰. Результаты представлены на рис. 57 и 58. Обнаружен минимум проницаемости, соответствующий резонансу при энергии около 95 eV. Если уровень одиночный, то $\sigma_0 \Gamma^2 \sim 800$. По ходу кривой можно подозревать слож-

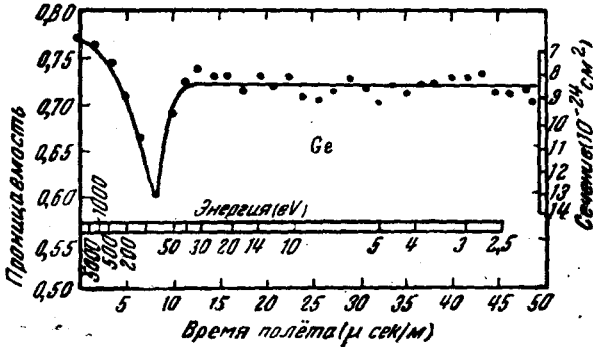


Рис. 57. Проницаемость $4,70 \text{ г/см}^2$ германия.

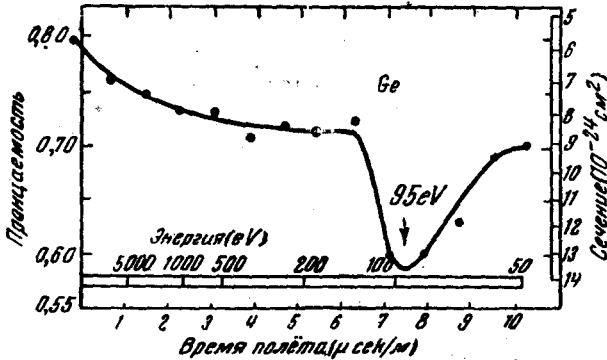


Рис. 58. Проницаемость $4,70 \text{ г/см}^2$ германия в области минимума. Минимум при 95 eV, вероятно, сложный.

ность уровня. При энергиях меньше 40 eV сечение практически постоянно ($\sim 8,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$). Ход $\frac{1}{\sigma}$ при малых энергиях очень сильно искажён дифракционными эффектами в кристалле, которые обуславливают неравномерное уменьшение сечения с понижением энергии.

18. Гадолиний

Гадолиний известен как самый сильный поглотитель тепловых нейтронов, имеющий среднее сечение, по старым данным, порядка $30000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Исследовался Бриллем и Лихтенбергером⁶ при по-

мощи полумеханического селектора в интервале энергий от 0,002 до 0,2 eV. Результаты представлены на рис. 59. Плавная кривая, монотонно возрастающая с уменьшением энергии, соответствует формуле Брейта-Вигнера. Оптимальные постоянные $\sigma_0 = 45\,000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $E_0 = 0,028 \text{ eV}$, $\Gamma = 0,118 \text{ eV}$. Резонанс обнаруживается при очень малой энергии $E_0 \ll \Gamma$, и кривая не имеет максимума, так как в формуле Брейта-Вигнера доминирующим оказывается множитель $E^{-1/2}$, а резонансный знаменатель меняется слабо.

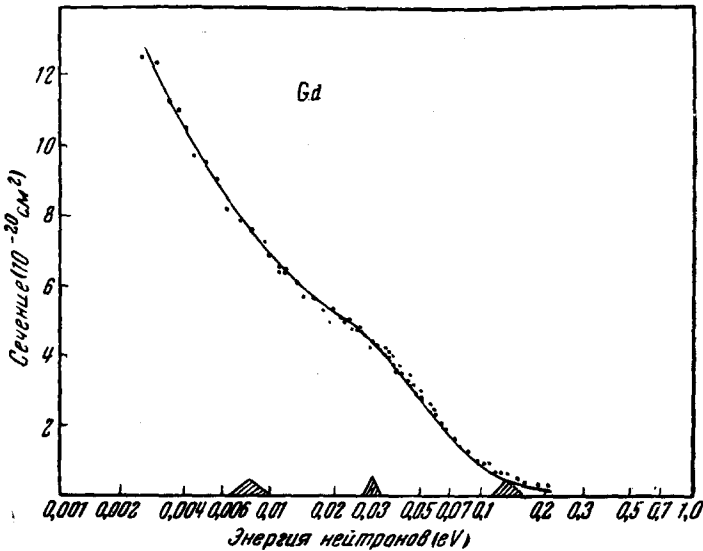


Рис. 59. Эффективное сечение гадолиния для медленных нейтронов. Сплошная кривая — по Брейту-Вигнеру при $\sigma_0 = 45\,000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, $E_0 = 0,028 \text{ eV}$, $\Gamma = 0,118 \text{ eV}$.

Как видно из рис. 59, для очень медленных нейтронов сечение достигает величины $120\,000 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Так как это сечение принадлежит одному из семи стабильных изотопов гадолиния, действительное сечение захватывающего нейтроны ядра по крайней мере в четыре раза больше, так как содержание самого распространённого изотопа Gd^{158} составляет 23,45%. Исследование радиоактивных, возбуждаемых нейтронами³⁴, показывает, что ни один из изотопов, дающих активность в результате захвата нейтрона, не обладает большим сечением. Следовательно, сильный захват нельзя приписать Gd^{158} или Gd^{160} , так как соответствующие изотопы Gd^{159} и Gd^{161} β -активны. Наиболее вероятными поглотителями нейтронов являются нечётные изотопы: Gd^{155} (15,61%) или Gd^{157} (16,42%). Если резонансный захват медленных нейтронов действительно относится к одному из них, то наблюдавшееся максимальное сечение оказывается

порядка $10^5 \cdot 10^{-24} = 10^{-19} \text{ см}^2$. Опыты Демпстера и др.⁸⁵ с масспектрографом действительно показывают, что в результате интенсивного облучения нейтронами сильнее всех убывает содержание Gd^{157} (с 16,42% до 9,86%), затем Gd^{155} (с 15,6% до 13,6%), а содержание чётных изотопов (158 и 156) возрастает.

19. Диспрозий

Диспрозий известен как широко применяемый индикатор тепловых нейтронов, дающий сильно возбуждаемую 2,5-часовую активность. Исследовался в той же работе, что и гадолиний⁶. Результаты пред-

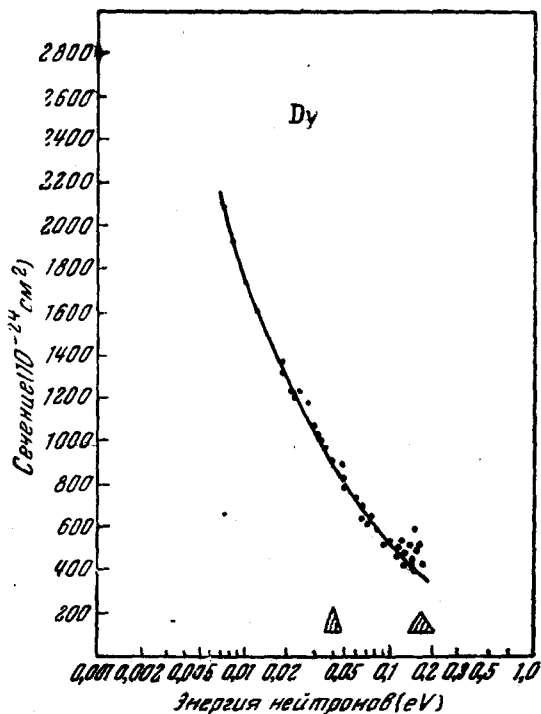


Рис. 60. Эффективное сечение диспрозия для медленных нейтронов.

ставлены на рис. 60. В интервале энергий от 0,15 до 0,007 eV сечение возрастает с уменьшением энергии быстрее, чем по закону $\frac{1}{v}$. Это указывает на наличие резонанса при меньших энергиях.

Исследования с кристаллическим нейтронным монохроматором⁸³ обнаруживают у Ду два резонанса в области положительных энер-

гий (1,7 eV и 5,5 eV) и указывают на наличие резонанса при отрицательной энергии, согласуясь в этом отношении с результатами Брилля и Лихтенбергера.

Не касаясь анализа результатов, полученных при помощи кристаллического монохроматора, мы укажем лишь, что этим методом также исследованы многие элементы, в частности сильно поглощающие нейтроны редкие земли—Gd, Sm, Eu, Dy. Метод кристаллического монохроматора имеет приблизительно те же, если не ещё более узкие, границы применения, что и метод селекторов-модуляторов, поэтому результаты во многом аналогичны разобранным здесь, и в тех случаях, когда они относятся к тому же объекту, например, Gd, Dy, Ir, обнаруживают согласие с ними в пределах экспериментальной точности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования взаимодействия нейтронов с веществом при помощи селекторов охватывают сравнительно узкий интервал энергий от 10^{-3} до 100 eV и с натяжкой — до 1000 eV. Монохроматические нейтроны с энергией от 10^3 до 10^5 eV пока практически недоступны для экспериментатора. Распространение измерений с помощью селекторов-модуляторов на эту область энергий встречается с серьезными техническими трудностями и, если и возможно, то только на основе принципиальных изменений и усовершенствований методики.

Но исследованный интервал энергий представляется наиболее интересным, так как включает в себя медленные нейтроны, в частности тепловые, которые, во-первых, наиболее сильно взаимодействуют с веществом, во-вторых, если можно так выразиться, наиболее широко распространены в природе *) и играют решающую роль в системах с саморазвивающейся цепной реакцией деления тяжёлых ядер.

Конечно, знание спектров поглощения нейтронов элементами, составляющими структуру котла, имеет большое значение для понимания и учёта возможных процессов и рационального конструирования котла, и для этой цели селектор является весьма ценным прибором.

Но наиболее существенным является теоретическое значение уже решённых и доступных решению при помощи селекторов задач. Опыты с селекторами впервые непосредственно и убедительно доказали резонансный характер взаимодействия медленных нейтронов с ядрами. Они подтвердили правильность теоретических представлений о характере этого взаимодействия и подвели под эти представления количественные основания. В частности, они доказали, что резонансная формула Брейта-Вигнера правильно описывает зависимость се-

*) В атмосфере среди нейтронов космического происхождения или в искусственно созданных системах, конечно, больше всего тепловых нейтронов, так как они значительно дольше живут, чем быстрые.

чения захвата от энергии нейтронов. Результаты этих опытов дают впервые непосредственно с точностью до третьего знака измеренную ширину ядерного уровня и показывают, что эта ширина в большинстве случаев порядка 0,1 eV для энергий возбуждения ядра, приблизительно равной энергии связи нейтрона (~ 8 MeV).

Существенно заметить, что для разных ядер ширина уровня варьирует очень слабо. Во всех случаях, когда она измерена достоверно (Cd, Gd, Ir, In, а также Sm, Eu, Rh по опытам с кристаллическим монохроматором ³⁷), она укладывается в интервале от 0,07 до 0,2 eV. Отсюда следует, что время жизни возбуждённых состояний различных ядер—одного порядка 10^{-14} сек.

Опыты с селекторами непосредственно показывают также, что плотность уровней в исследованном интервале энергии возбуждения для некоторых ядер довольно велика (например, у Ta ¹⁸² пять уровней в интервале 40 eV). Наряду с этим другие ядра совсем не обнаруживают резонансного взаимодействия в исследованном интервале. Никакой другой метод не даёт столь детального исследования спектра состояний ядра.

Наконец, при помощи селекторов отчётливо наблюдались и могут изучаться процессы интерференции нейтронных волн, обусловленные молекулярной или кристаллической структурой вещества. При этом в качестве источника нейтронов используется средней величины циклотрон, дающий по сравнению, скажем, с котлом весьма умеренное количество нейтронов.

В последнее время Раби, Райнвоотером и Хавенсом ³⁸ предпринята попытка применить селектор даже для изучения столь тонкого эффекта, как взаимодействие нейтронов с электронами.

Из сказанного следует, во-первых, что значение селекторов в области нейтронной физики очень велико, во-вторых, возможности их далеко не исчерпаны, в особенности если удастся расширить доступный интервал исследуемых энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Dunning, G. B. Pegram, G. A. Fink, D. P. Mitchell, E. Segre, Phys. Rev. **48**, 704 (1935).
2. F. Rasetti, E. Segre, G. A. Fink, J. K. Dunning, G. B. Pegram, Phys. Rev. **49**, 104 (1936).
3. F. Rasetti, Mitchell, Fink, Pegram, Phys. Rev. **49**, 777 (1936).
4. G. A. Fink, Phys. Rev. **50**, 738 (1936).
5. E. Fermi, L. Marchall, J. Marchall, Phys. Rev. **72**, 193 (1947).
6. T. Brill, H. V. Lichtenberger, Phys. Rev. **72**, 585 (1947).
7. L. Alvarez. Phys. Rev. **54**, 235 (1938); **54**, 609 (1938).
8. Fertel, Gibbs, Moon, Thomson, Winn-Williams, Nature **142**, 829 (1938).
9. Fertel, Gibbs, Proc. Roy. Soc. **A175**, 316 (1940).
10. C. P. Baker, R. F. Bacher, Phys. Rev. **59**, 332 (1941).

11. R. F. Bacher, Baker, B. D. Mc Daniel, Phys. Rev. **69**, 443 (1946).
 12. Mc Daniel, Phys. Rev. **70**, 832 (1946).
 13. J. H. Manley, L. J. Haworth, E. A. Luebke, Rev. Sc. Instr., **12**, 591 (1941).
 14. J. H. Manley, L. J. Haworth, E. A. Luebke, Phys. Rev. **61**, 152 (1942).
 15. J. H. Manley, L. J. Haworth, E. A. Luebke, Phys. Rev. **69**, 405 (1946).
 16. L. J. Rainwater, W. W. Havens, Phys. Rev. **70**, 136 (1946).
 17. Havens, Rainwater, Phys. Rev. **70**, 154 (1946).
 18. Rainwater, Havens, C. S. Wu, J. R. Dunning, Phys. Rev. **71**, 65 (1947).
 19. Havens, Wu, Rainwater, C. L. Meaker, Phys. Rev. **71**, 165 (1947).
 20. Wu, Rainwater, Havens, Phys. Rev. **71**, 174 (1947).
 21. R. B. Sutton, Mc Daniel, E. E. Anderson, L. S. Lavatelli, Phys. Rev. **71**, 292 (1947); **72**, 729 (1947).
 22. W. M. B. Jones, Phys. Rev. **72**, 362 (1947).
 23. П. И. Лукирский, Нейтрон, ОНТИ, 1935.
 24. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys., **9**, 113 (1937).
 25. H. L. Anderson, E. Fermi, L. Marchall, Phys. Rev. **70**, 815 (1946).
 26. Langsdorf, Seidl, Harris, Phys. Rev. **72**, 168 (1947).
 27. Arnold, Langsdorf, Phys. Rev. **72**, 167 (1947).
 28. Harris, Langsdorf, Seidl, Phys. Rev. **72**, 866 (1947).
 29. Hoffman, Livingston, Phys. Rev. **52**, 1228 (1937).
 30. Wigner, Phys. Rev. **70**, 15 (1946).
 31. Beeman, Phys. Rev. **72**, 986 (1947).
 32. W. J. Sturm, S. Turkel, Phys. Rev. **70**, 103 (1946).
 33. Raby, Rainwater, Havens, Phys. Rev. **72**, 634 (1947).
 34. L. Seren, H. N. Friedlander, S. H. Turkel, Phys. Rev. **72**, 888 (1947).
 35. R. E. Lapp, J. K. Van Horn, A. J. Dempster, Phys. Rev. **71**, 745 (1947).
 36. Fryer, Phys. Rev. **70**, (1946).
 37. W. J. Sturm, Phys. Rev. **71**, 757 (1947).
-