

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ ВНЕ ЗАТМЕНИЯ**

Солнечной короной называют самые верхние слои атмосферы Солнца, которые образуют при полном солнечном затмении сияние вокруг закрытого Луною диска Солнца. Наблюдения солнечной короны имеют существенное значение для выяснения природы физических процессов, происходящих на Солнце, и для исследования различных излучений, испускаемых Солнцем и оказывающих большое влияние на верхние слои земной атмосферы<sup>1</sup>. Однако в обычных условиях наблюдать солнечную корону крайне трудно, ввиду того, что яркость её, в сравнении с яркостью Солнца, очень мала. Даже в наиболее интенсивных участках, граничащих с краем солнечного диска, она не превышает яркости Луны. Поэтому долгое время наблюдения солнечной короны производились только в момент полного солнечного затмения и, в силу редкости и кратковременности последних, не могли дать достаточного количества систематического материала.

Попытки наблюдать солнечную корону вне затмений делались неоднократно, но только в 1930 г. Лио<sup>2</sup> справился с этой задачей. Основная трудность, связанная с малой относительной интенсивностью короны, состоит в устранении влияния света, рассеиваемого атмосферой Земли и отдельными частями оптического прибора. Для этого приходится, с одной стороны, создавать специальные оптические устройства (коронोगрафы), в которых изображение Солнца устранивается из инструмента, а изображение короны переносится в плоскость, где может быть помещена фотопластинка или щель спектрографа, а с другой — поднимать эти приборы на высоту не менее 2000 м и выбирать места с наиболее благоприятными атмосферными условиями. Но и при этом для систематических наблюдений солнечной короны в видимой области спектра необходимо вести наблюдения не во всём спектре одновременно, а использовать монохроматическую аппаратуру, выделяющую какую-нибудь из наиболее интенсивных линий короны. Это позволяет значительно ослабить влияние рассеянного света. Такая монохроматизация была осуществлена Лио в 1939 г. с помощью интерференционно-поляризационного светофильтра, выделяющего узкий участок спектра вблизи используемой линии<sup>3</sup>. В этой работе использовались две интенсивные линии излучения солнечной короны с  $\lambda = 5303$  и  $6374 \text{ \AA}$ .

Ввиду важности исследований солнечной короны по решению Президиума Академии наук СССР на Северном Кавказе в 30 км от Кисловодска на высоте 2130 м над уровнем моря была организована Горная астрономическая станция Главной астрономической обсерватории (Пулковской). Помимо внезатмения наблюдения солнечной

короны там систематически ведутся также и другие наблюдения солнечной деятельности, с тем, чтобы иметь полный комплекс сведений, полученных в одном пункте в тождественных условиях. Короннограф, установленный на этой станции, имеет объектив с отверстием 200 мм и фокусным расстоянием 2985 мм. Разработана методика наблюдения короны вне затмения и фотографирования зелёной линии коронального излучения с  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ .

Наряду с этим на Горной астрономической станции были проделаны работы по наблюдению короны вне затмения путём фотографирования в инфракрасных лучах<sup>5</sup>. Внезатменное наблюдение короны в свете какой-либо монохроматической линии в видимой части спектра позволяет наблюдать лишь наиболее близкую к краю солнечного диска и наиболее яркую область короны, так как только в этой области обнаруживается линейчатый спектр. Наблюдения же в инфракрасных лучах представляют большой интерес, ввиду того, что вредное влияние рассеянного света ослабевает пропорционально  $\lambda^4$ , и в инфракрасной области оказывается возможным вместо спектральных линий вести наблюдение в довольно широких спектральных интервалах. Это, в свою очередь, позволяет наблюдать более широкие области короны. Кроме того, в инфракрасной области спектра солнечной короны найдены линии с более высокой степенью ионизации, чем у линий, расположенных в видимой области спектра вследствие чего там имеются дополнительные возможности исследования возбуждения различных линий излучения.

Фотографирование короны в инфракрасных лучах производилось с помощью электронно-оптического преобразователя, причём для нормального воспроизведения внутренней короны на фотопластинке достаточно было 5 сек. Наблюдения велись с помощью фильтра, составленного из тонкослойного интерференционного светофильтра, максимум пропускания которого расположен вблизи  $10\,750 \text{ \AA}$  и марблитового стекла толщиной 2 мм. Этот фильтр выделял инфракрасный участок спектра шириной  $\sim 0,05 \mu$ , включающий интенсивные корональные линии  $10\,746,8 \text{ \AA Fe XIII}$  и  $10\,797,95 \text{ \AA Fe XIII}$ .

Было обнаружено свечение неодинаковой яркости, простирающееся до  $6-7'$  от края Солнца, которое не может быть объяснено наличием ореола около Солнца. Кроме того, на некоторых photographиях участка короны были выявлены лучевидные структурные образования. Таким образом, фотографирование короны в инфракрасных лучах открывает новые возможности в изучении солнечной короны.

*В. Л.*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Шкловский, УФН, XXX, 63 (1946).
2. В. Lyot, Zeits. f. Astrophys. 5, 73 (1932); С. R., 200, 219 (1935); см. также Г. Димитров и Д. Бэкер, Телескопы, стр. 230, Гостехиздат (1947).
3. В. Lyot, Astrophys. Journal 101, 255 (1945); см. также Г. Димитров и Д. Бэкер, Телескопы, стр. 236, Гостехиздат (1947).
4. М. Н. Гневывшев и Р. С. Гневывшева, ДАН СССР, LXXII, № 4 (1950).
5. А. А. Калинин, ДАН СССР, LXXII, № 4 (1950).

## ДИФФРАКЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ГАЗАХ

На рассеяние рентгеновских лучей в газах и жидкостях существенным образом влияет внутриатомная, внутримолекулярная и межмолекулярная интерференция (см., например, <sup>1</sup>). Внутренняя интерференция играет преобладающую роль при рассеянии в газах; внешняя (межмолекулярная) — при рассеянии в жидкостях и в газах, находящихся под значительным давлением. На рис. 1 изображена интерференционная кривая рассеяния рентгеновских лучей в газах. Величина  $\rho$  характеризует плотность газа.

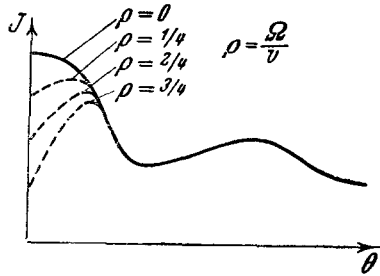


Рис. 1.

При больших плотностях кривая соответствует рассеянию рентгеновских лучей в жидкости. Приведённая кривая построена без учёта атомного фактора, т. е. внутриатомной интерференции, и поэтому должна быть справедлива для нейтронов, рассеяние ядрами сферически симметрично.

На установке, изображённой на рис. 2, изучалась диффракция нейтронов на газах<sup>2</sup>. Через кислород и двуокись углерода пропускались монохроматические нейтроны с энергией 0,07 эв, полученные отражением от плоскости (200) кристалла NaCl. Исследуемые газы находились

в стальном цилиндрическом сосуде при комнатной температуре и давлении 60 атмосфер. Интенсивность рассеянных газов нейтронов измерялась счётчиком, наполненным  $\text{BF}_3$ .

Так как рассеяние нейтронов газами очень мало, особое внимание было обращено на снижение фона быстрых нейтронов и нейтронов, рассеянных стенками сосуда. Для этого сталь сосуда подбиралась таким образом, чтобы она не давала когерентного рассеяния нейтронов с энергией 0,07 эв в интервале углов от 0 до 30°.

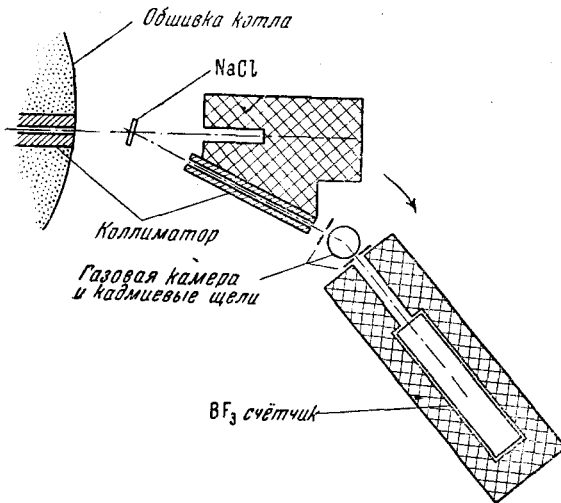


Рис. 2.

углов ( $> 30^\circ$ ) счётчик предохранялся от нейтронов, рассеянных стенками, специальными экранами. Несмотря на все предосторожности, фон всё же составлял половину всех сосчитанных нейтронов. Кроме того, возможно было двойное рассеяние (теоретически до 10%), на которое

вводилась поправка, но никаких попыток уменьшить его не предпринималось.

На рис. 3 и 4 приведены результаты эксперимента для обоих газов, а также теоретические кривые, выведенные из полуклассических

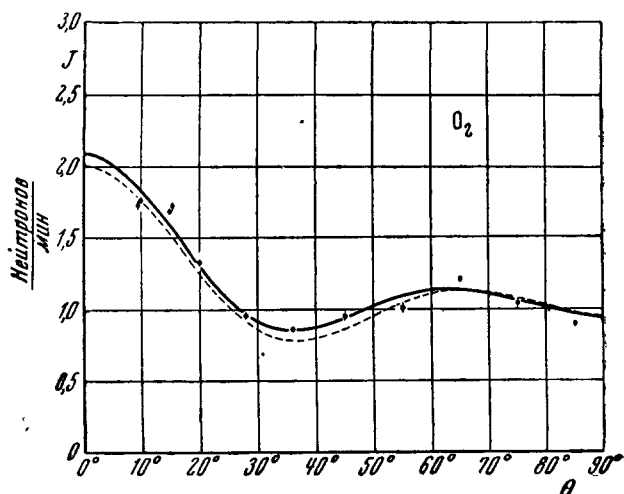


Рис. 3.

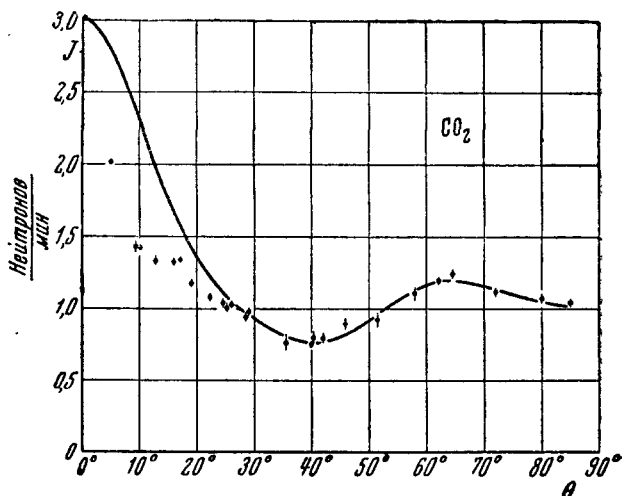


Рис. 4.

представлений: поток нейтронов представляется в виде волны, а молекулы заменены жёсткой системой рассеивающих центров. При расчёте теоретических кривых были сделаны поправки на Доплер-эффект.

Парамагнетизм кислорода учтён не был. Вертикальный масштаб подобран так, чтобы экспериментальные точки совпали с теоретическими кривыми. Положение максимумов и минимумов обусловлено геометрической формой молекул.

Хорошее совпадение опыта с теорией, которое видно при сравнении рис. 3 и 4 с рис. 1, говорит о применимости полуклассической теории к этому вопросу. Расхождения экспериментальных данных с теорией в случае  $\text{CO}_2$  следовало ожидать: при 60 атмосферах плотность этого газа такова, что становится значительной межмолекулярная интерференция. Для кислорода при 60 атмосферах это явление не имеет места, ибо у него выше критическое давление.

*Р. Озеров*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Данилов, Рассеяние рентгеновских лучей в жидкостях. Проблемы новейшей физики, вып. XXXII, ОНТИ, 1935.
2. N. Z. Alsosk, D. G. Hurst, Phys. Rev. 75, 1609 (1949).

### НЕЙТРОНОГРАФИЯ ЖИДКОСТЕЙ

При помощи дифракции нейтронов Чемберлен изучал<sup>1</sup> строение жидких металлов (свинца и висмута) и жидкой серы. Им был применён особый светосильный метод, основанный на том, что дифференциальное поперечное сечение рассеяния нейтронов атомами является функцией параметра рассеяния  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ , где  $\theta$  — угол рассеяния. Следовательно, при нахождении этой функции (а это и есть цель эксперимента) можно употреблять не монохроматические пучки нейтронов, а пучки с некоторым диапазоном длин волн, но с определённой величиной  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ ; это резко повышает светосильность метода. Диффракционная аппаратура, изображённая на рис. 1, отличается от обычной тем, что падающий пучок не параллелен, а гомоцентричен, и что отражающие атомные плоскости кристалла-монохроматора перпендикулярны к внешней границе (плоский кристалл работает на просвет).

Монохроматор выделяет из падающего пучка нейтроны с определёнными параметрами и фиксирует их на центральную щель, что позволяет в основном избавиться от фона некогерентного рассеяния.

Коллиматорная щель, кристалл-монохроматор и центральная щель при работе остаются в неизменных положениях. Рассеивающий образец может вращаться вокруг вертикальной оси и перемещаться вдоль центрального луча. Таким образом меняются параметры  $\varphi$  и  $\gamma$ , указанные на рис. 1.

Для нейтронов, проходящих вдоль центрального луча, справедливо условие Вульфа-Брегга:

$$\lambda = 2d \sin \theta_0$$

(для  $n = 1$ ) и, следовательно,

$$\frac{\sin \theta}{\lambda} = \frac{\sin \theta}{2d \sin \theta_0}$$

где  $\lambda$  — длина волны падающих нейтронов,  $d$  — межплоскостное расстояние кристалла и углы  $\theta$  и  $\theta_0$  указаны на чертеже.

Для нейтронов, проходящих не по центральному лучу, параметры  $\varphi$  и  $\gamma$  должны быть подобраны так, чтобы и для них  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$  имело бы ту

же величину. Выбор  $\varphi$  и  $\gamma$  может быть сделан аналитически из условий

$$\left(\frac{dx}{d\alpha}\right)_{\alpha=0} = 0; \quad \left(\frac{d^2x}{d\alpha^2}\right)_{\alpha=0} = 0, \quad \text{где } x = \frac{\sin \theta}{\lambda}.$$

Однако аналитическая форма этих уравнений очень сложна и решение их очень кропотливо. Поэтому решение проводилось графически.

Коллиматорная щель была установлена внутри обшивки котла в графитовой колонне. Кристалл-монокроматор состоял из 4 естественных кристаллов  $\text{CaF}_2$ , установленных на суппорте с индивидуальной регулировкой. Рабочая поверхность кристалла

$150 \times 150 \text{ мм}$ , а толщина 6 мм. Кристаллы шлифовались вдоль естественной кубической грани и устанавливались на отражение от плоскости (200). Кристалл-монокроматор установлен так, что  $\theta_0 = 15^\circ$ . Это — самый большой угол, для которого можно пренебречь отражением второго порядка.

Рассеивающий образец и счётчик нейтронов смонтированы на каретке, которая может двигаться вдоль центральной щели, задавая тем самым величину  $\gamma$  (расстояние от образца до счётчика постоянно). В свою очередь счётчик вращается вокруг рассеивающего образца. Рассеивающая жидкость помещается в тонкую плоскую камеру с тонкими (1 мм) алюминиевыми стенками. Камера тоже может вращаться около вертикальной оси. Такое устройство позволяет (путём подбора положения

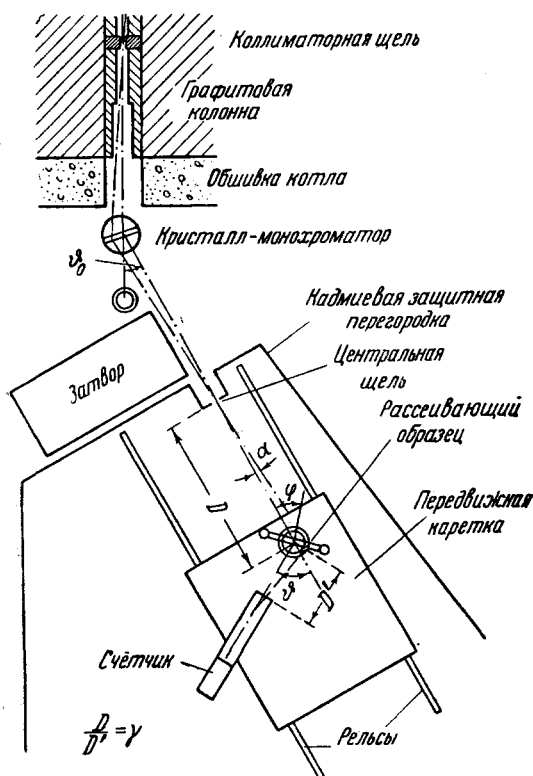


Рис. 1. Аппаратура для нейтронографического изучения жидкостей.

каретки и угла  $\varphi$ ) добиться выполнения постоянства фактора  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$  для всего пучка рассеиваемых нейтронов. В процессе измерения могли возникнуть ошибки в результате рассеяния воздухом и стенками камеры, а также в результате кратного рассеяния (на последнее вводилась поправка). Кроме того, для разных  $\varphi$  не одинаков телесный угол рассеяния. Поэтому измерения велись при: 1) закрытом затворе (измерялся фон быстрых нейтронов и космического излучения); 2) открытом затворе без камеры (измерялось рассеяние воздухом);

3) с пустой камерой (измерялось рассеяние стенками камеры); 4) с камерой, заполненной исследуемой жидкостью (измерялось рассеяние образца) и, наконец, 5) при вставленном вместо камеры куске плексигласа (во-первых, для контроля интенсивности пучка нейтронов, которая могла колебаться с течением времени, во-вторых, для учёта поправки на различные телесные углы и, в-третьих, для контроля эффективности счётчика).

В результате таких измерений были получены зависимости дифференциального поперечного сечения рассеяния (на 1 атом в единичном телесном угле)  $\frac{d\sigma}{d\omega}$  от  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$  для жидких серы, свинца и висмута (кривые для серы и свинца приведены на рис 2 и 3). Вертикальный масштаб получался из условия нормировки  $\frac{d\sigma}{d\omega}$ . Измерения проводились дважды (сплошные и пунктирные линии).

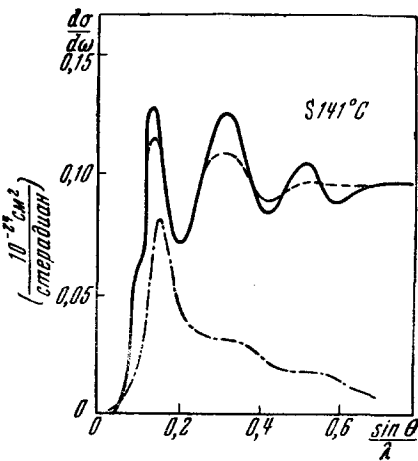


Рис. 2. Нейтронограмма жидкой серы. Внизу для сравнения приведена рентгенограмма жидкой серы (без соблюдения вертикального масштаба).

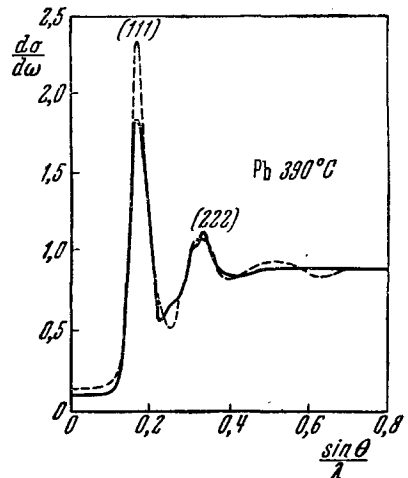


Рис. 3. Нейтронограмма жидкого свинца.

Как и следовало ожидать, полученные кривые аналогичны известным для рентгеновских лучей (без учёта атомного фактора).

Фон некогерентного рассеяния определялся измерением интенсивности рассеяния при малых углах, так как, в результате межмолекулярной интерференции, при малых углах когерентное рассеяние отсутствует. Затем этот фон вычитался из общей интенсивности при всех углах, так как некогерентное рассеяние нейтронов почти изотропно. (Для серы эта операция не могла быть произведена, ибо вследствие малого радиуса атомов серы первый максимум когерентного рассеяния находится в области малых углов.)

Уравнение, связывающее распределение атомной плотности  $\rho(R)$  в жидкости на разных расстояниях  $R$  от фиксированного атома с дифференциальным поперечным сечением рассеяния  $\frac{d\sigma}{d\omega}$ , полученное

Пернике и Принсом<sup>2</sup> для рентгеновских лучей, легко может быть преобразовано для случая рассеяния нейтронов. В окончательном виде оно таково:

$$R[\rho(R) - \rho_0] = 8 \int_0^{\infty} dx x \left( \frac{4\pi}{\sigma_s} \cdot \frac{d\sigma}{d\omega} - 1 \right) \sin(4\pi x R),$$

где  $\sigma_s$  — поперечное сечение рассеяния одного связанного атома,  $\rho_0$  — средняя атомная плотность и  $x = \frac{\sin \theta}{\lambda}$ .

Эта формула выведена в предположении, что атомы жидкости идентичны и что спин нейтронов не влияет на процесс рассеяния.

Результаты вычисления атомной плотности для жидкого свинца приведены на рис. 4; для сравнения приведена кривая средней плотности. Из этой и аналогичных кривых были получены данные для жидких серы, свинца и висмута, приведённые в таблице. Там же приведены некоторые данные для этих элементов, полученные при их рентгенографическом изучении в твёрдом состоянии.

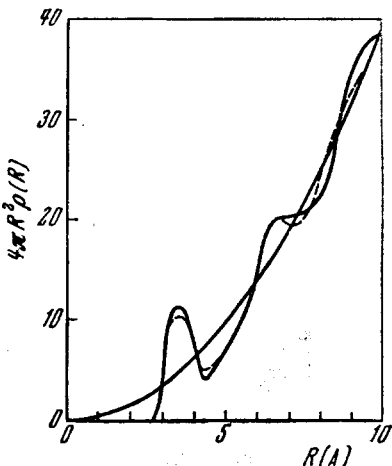


Рис. 4. Атомная плотность в жидком свинце на определённых расстояниях от фиксированного атома.

У свинца ближайшие соседи (их всего 12) не отделены резко от остальных атомов. Глокер и Хендас<sup>3</sup> при изучении дифракции рентгеновских лучей в жидком свинце обнаружили наличие 8 ближайших соседей и 4 атомов на несколько больших расстояниях. Полное решение этого вопроса может быть получено описанным методом путём изучения дифракции при больших значениях  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ . В других отноше-

ниях согласование с Глокером и Хендасом очень тесное.

Зауэрвальд и Теске<sup>4</sup> предполагают, что металлы, имеющие плотную упаковку в твёрдом состоянии, сохраняют её при плавлении. Это следует ожидать, ибо объём при плавлении меняется незначительно. Результаты, полученные с образцом жидкого свинца, подтверждают это предположение. За это предположение говорит также тот факт, что дифракционные максимумы нейтронограммы жидкого свинца расположены при тех же значениях  $\frac{\sin \theta}{\lambda}$ , которые можно теоретически рассчитать, исходя из структуры твёрдого свинца. На этом основании можно проиндцировать нейтронограмму.

Сохранение положения максимумов когерентного рассеяния, сохранение минимального расстояния между атомами и сохранение координационного числа серы при её плавлении позволяет предполагать стремление атомов образовывать группы с конфигурацией, аналогичной структуре твёрдой серы. Дифракционные максимумы жидкой серы также расположены на тех местах, которые можно найти для твёрдого состояния. Данные для серы находятся в полном согласи-



с работой Гингриха<sup>5</sup>, который изучал рентгенографически твёрдую и жидкую серу.

В висмуте труднее сосчитать число ближайших соседей, так как их нельзя хорошо отделить от атомов на больших расстояниях. Однако видно, что на расстоянии 3,1 Å имеется 8 атомов. При плавлении у висмута увеличивается координационное число. Это значит, что структура его становится более плотной. Этим можно объяснить уменьшение объёма висмута при плавлении. Тенденции образовывать кристаллоподобные группы (как у серы) висмут не обнаруживает.

Таблица

Элемент	Кристаллич. решётка в твёрдом состоянии	Число ближайших соседей в		Расстояния между ближайшими соседями в		Расстояния	
		жидком состоянии	твёрдом состоянии	жидком состоянии	твёрдом состоянии	с избытком атомной плотности	с недостатком атомной плотности
Сера	Ромбическая	2	2*	2,1	2,12*	2,1 4 5	2,6 6
Свинец	Гранецентрированная кубич.	12 ±1	12*	3,4	3,49*	3,4 6,4	4,7 8
Висмут	Ромбоэдрическая	8	3*	3,1	3,10*	3,1 6,7	5,3 7,7

Примечание. Цифры, отмеченные звёздочкой, взяты из других источников.

Из кривых видно также, что на расстояниях, превышающих 6—8 атомных расстояний, все  $R$  равновероятны. Таким образом, можно утверждать, что в жидких сере, свинце и висмуте сохраняется упорядоченное расположение атомов в небольших областях.

Описанные работы доказали возможность применения нейтронографии к изучению структуры жидких и газообразных образцов. В отношении достоинств нейтронографии надо сказать следующее. Разные элементы имеют разное отношение поперечных сечений когерентного и полного рассеяния

$\left( \frac{\sigma_{\text{ког.}}}{\sigma_{\text{полн.}}} = \delta \right)$ . Нейтронография приме-

нима с успехом в случае больших  $\delta$  (например, дейтерий имеет  $\delta = 0,57$ ). В этом случае нейтронография даёт гораздо более чёткую картину, чем рентгеноструктурный анализ (см. рис. 2). Хуже обстоит дело при малых  $\delta$  (для водорода, например,  $\delta = 0,025$ ), ибо диффузное рассеяние маскирует когерентное. Далее, некоторые тяжёлые элементы

имеют небольшое поперечное сечение поглощения нейтронов, тогда как коэффициент поглощения рентгеновских лучей для них очень велик. Поэтому при решении вопросов структурного анализа как твёрдых, так и жидких и газообразных веществ необходимо разумное комбинирование обоих методов.

*Р. Озеров*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. O. Chamberlain, Phys. Rev. 77, 305 (1950).
2. F. Zernike, J. Prins, Zeits. f. Physik 41, 184 (1927).
3. R. Clocker, H. Hendus, Ann. d. Physik 43, 513 (1943).
4. F. Sauerwald, W. Teske, Zeits. anorg. und. alg. Chemie 210, 247 (1933).
5. N. S. Cingrich, J. Chem. Phys. 8, 29 (1940).

### АБСОЛЮТНЫЙ ВЫХОД ФОТОНЕЙТРОНОВ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Проведённые до сих пор исследования ядерного фотоэффекта ограничивались главным образом определением пороговых энергий

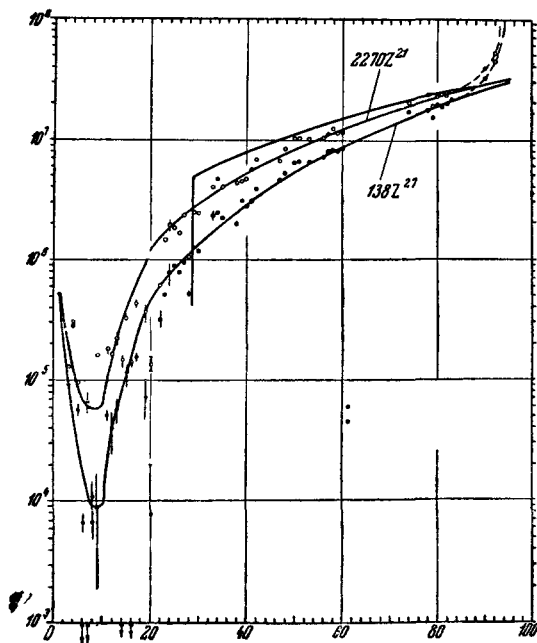


Рис. 1. Зависимость абсолютного выхода фотонейтронов от атомного номера для максимальной энергии в спектре 18 Мэв и 22 Мэв.

и не позволяли найти зависимость выхода нейтронов в реакции  $(\gamma, n)$

от атомного номера элемента. В реферируемых работах<sup>1,2</sup>, выполненных на 22-Мэв и 50-Мэв бетатронах, эта зависимость была найдена. В первой из них были исследованы 53 элемента периодической системы, образцы которых, как правило, представляли собой обычные изотопические смеси. Фотонейтроны регистрировались при помощи родиевого детектора, помещённого в парафиновый блок, имеющий прокладку из В<sub>4</sub>С. Активность с периодом в 44 сек, наведённая в детекторе, измерялась гайгеровскими счётчиками. Вторая родиевая фольга, заложённая в бетонной защите ускорителя, служила для контроля интенсивности пучка. Калибровка абсолютного выхода нейтронов производилась посредством стандартного (Ra-Be) нейтронного источника. Вводилась поправка на поглощение  $\gamma$ -лучей в образце, причём были использованы данные для коэффициента поглощения  $\gamma$ -лучей с энергией 13,73 Мэв<sup>3</sup>. Найдено, что зависимость абсолютного выхода фотонейтронов ( $N$ ) от  $Z$  элемента хорошо аппроксимируется функцией  $aZ^b$  (рис. 1). Весьма близкой является кривая, построенная с использованием теории Гольдгабера и Теллера<sup>4</sup>, рассматривающих возникновение колебаний дипольного типа при возбуждении ядра  $\gamma$ -квантом.

Подобные же результаты получены в работе, проведённой с аналогичной методикой на 50-Мэв бетатроне (рис. 2). Здесь  $N = 1860 Z^2$ .

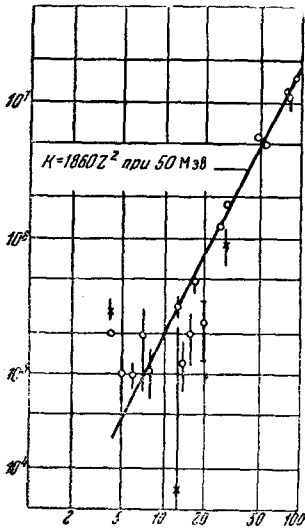


Рис. 2. Выход нейтронов на моль · рентген в зависимости от атомного номера (50-Мэв бетатрон).

Отклонения от экспериментальной кривой, полученные для тория и урана, объясняются наличием фотоделения. Предполагая, что при деле-

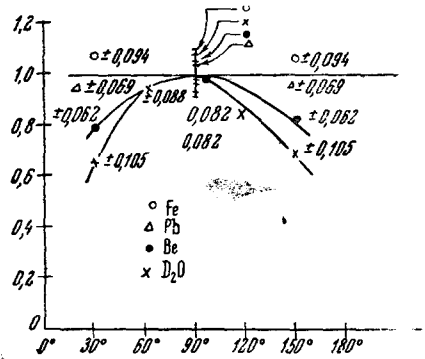


Рис. 3. Угловое распределение фото-нейтронов при  $E_m = 19,7$  Мэв для D, Be, Fe и Pb.

нии с равной вероятностью возникают 2 или 3 нейтрона, получают:

$$2,5K + (1 - K) = R,$$

где  $K$  — доля ядер, подвергающихся делению,  $R$  — отношение выхода нейтронов для Th (или U) к экстраполированному по кривой выходу для этих элементов. Для урана  $K$  оказалось равным 0,51 при  $E_m = 22$  Мэв и 0,43 при  $E_m = 18$  Мэв. Для тория, соответственно, 0,24 и 0,17.

Было также исследовано угловое распределение фотонейтронов из D, Be, Fe и Pb при  $E = 19,7$  Мэв (см. рис. 3). Для Fe и Pb распределение получилось изотропным. В случае D и Be имеется максимум интенсивности нейтронов в направлении, перпендикулярном к  $\gamma$ -пучку.

*Б. Р.*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. A. Price and D. W. Kerst, Phys. Rev. **76**, 182A (1949).
2. G. C. Baldwin and F. R. Elder, Phys. Rev. **78**, 76 (1950).
3. Adams, Phys. Rev. **74**, 1707 (1948).
4. Goldhaber and Teller, Phys. Rev. **74**, 1046 (1948).

Редактор *Г. В. Розенберг.*

Техн. редактор *Р. П. Остроумова.*

---

T07831. Подписано к печати 23/IX 1950 г. Бумага 60×92/16. 5,25 бум. л.—10,5 печ. л. 11,87 уч.-изд. л. 45 184 тип. зн. в 1 печ. листе Тираж 3 900 экз. Цена книги 10 р. Заказ 1626.

---

13-я типография Главполиграфиздата при Совете Министров СССР.  
Москва, Гарднеровский пер., 1а.