

ПОДАВЛЕНИЕ (n, γ)-РЕАКЦИИ
ПРИ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ
СОВЕРШЕННЫМ КРИСТАЛЛОМ CdS

С. Ш. Шитыцкий, В. А. Соменков, В. П. Докашенко

В предыдущей работе [1] было показано, что для нейтронов, энергия которых сравнима с энергией возбуждения резонансного уровня ядер Cd^{113} (0,178 эв), в соответствии с предсказаниями теории [2], неупругие каналы ядерной реакции подавляются, т. е. при соблюдении условий Вульфа – Брегга совершенный поглощающий кристалл становится аномально прозрачным. Этот эффект наблюдали как в случае отражения, так и в случае пропускания, за исключением области энергий, непосредственно примыкающей к резонансу, в которой, в связи с ухудшением экспериментальных условий, удалось наблюдать только аномально сильное отражение нейтронов. Детальный анализ показывает, что при проведении экспериментов в резонансной области необходимо учитывать ряд факторов, осложняющих интерпретацию полученных результатов.

Во-первых, почти все низколежащие резонансные уровни (в том числе резонанс Cd^{113}) расположены в такой области энергий, которая соответствует малым ($\lambda < 1 \text{ \AA}$) длинам волн. При этом даже самые жесткие в пределах существующих экспериментальных возможностей ограничения на монохроматичность и расходимость падающего пучка нейтронов ($\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-2}$, $\alpha \sim 10^{-3}$) допускают возможность одновременного отражения нейтронов от многих кристаллических плоскостей. Поскольку соответствующие дополнительным отражениям узлы обратной решетки не находятся точно на сфере Эвальда, их влияние можно учесть в кинематическом приближении. Хотя такую задачу до сих пор не решали, очевидно, что должно наблюдаться кажущееся уменьшение эффекта аномального пропускания по сравнению с рассчитанным теоретически для отражения от одной кристаллической плоскости. Это обстоятельство необходимо

учитывать и при резонансном рассеянии γ -квантов, хотя здесь ситуация проще ввиду высокой монохроматичности (но не расходимости) пучка. Во-вторых, аномальное пропускание может уменьшаться вследствие недостаточного совершенства кристалла. Наконец, последнее обстоятельство связано с влиянием "высших порядков" отражения. Пучок нейтронов после отражения от монохроматора наряду с основной длиной волны (λ) содержит набор так называемых "высших порядков" (λ/n , где n – порядок отражения), для которых условие Вульфа – Брегга выполняется одновременно с основной длиной волны. Так как вблизи резонанса "высшие порядки" имеют энергии в $4,9, \dots, n^2, \dots$ раз больше $E_{рез}$, то нейтроны этих энергий поглощаются слабо (для них кристалл является нормально прозрачным). Доля нейтронов "высших порядков" в отраженном пучке должна возрастать по сравнению с падающим тем сильнее, чем больше разница в сечениях поглощения в резонансе и при $4E_{рез}, 9E_{рез}, \dots, n^2E_{рез}$ и чем больше толщина кристалла, т. е. с ростом μt (μ – нормальный коэффициент поглощения, t – толщина кристалла). Это означает, что наблюдение аномально сильного отражения нейтронов нельзя считать доказательством существования эффекта подавления неупругих каналов в резонансной области энергий, если неизвестна доля "высших порядков" в отраженном пучке. Ясно также, что наиболее убедительным доказательством существования эффекта подавления являются эксперименты по пропусканию. В связи с этим в данной работе проводили поиски эффекта подавления неупругих каналов в резонансной области энергий в экспериментах по пропусканию.

Методика эксперимента, в основном, та же, что в [1] отличие заключается в применении в качестве монохроматора совершенных монокристаллов кварца вместо кристаллов германия. Это было вызвано тем, что межплоскостные расстояния пары отражений $(10\bar{1}1)SiO_2$ и $(000\bar{2})CdS$ ($3,33$ и $3,35 \text{ \AA}$ соответственно) ближе, чем у пары $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})Ge$ и $(000\bar{2})CdS$, и, следовательно, в этом случае дисперсия меньше. Экспериментальные значения ширины кривых отражения с кварцевым монохроматором ($16 - 19''$) оказались меньше, чем с германиевым ($40 - 42''$), но все же существенно больше, чем можно ожидать из оценки дисперсии ($4,5''$). Последнее связано, видимо, с несовершенством пары кристаллов $SiO_2 - CdS$. Действительно, при исследовании кристалла CdS на двухкристальном рентгеновском спектрометре (излучение MoK_α , монохроматор – $Ge(111)$, геометрия Брен – Лауэ, $\mu t = 12$) ширина кривых аномального пропускания и лауэвского отражения ($11 - 12''$) несколько превышала расчетное значение для идеального кристалла ($8 - 9''$). Для уменьшения влияния "высших порядков" использовали более тонкие образцы ($t = 0,37 \text{ мм}$). Кроме того, применяли охлаждаемые до $80^\circ K$ монокристаллические кварцевые фильтры, а также предприняли меры для уменьшения фона быстрых нейтронов. Долю быстрых нейтронов в падающем, прошедшем и рассеянном пучке определяли методом кадмиевых фольг [3].

На рис. 1, 2 представлены результаты измерений, из которых видно, что все кривые пропускания (T) имеют дисперсионную форму, характерную для кристаллов промежуточной толщины ($1 < \mu t < 10$). Такой харак-

тер кривой пропускания обусловлен интерференцией двух волновых полей в кристалле ("падающего" и "отраженного") и является прямым экспериментальным доказательством существования эффекта подавления неупругих каналов при резонансном рассеянии нейтронов. Измерения были многократно повторены, и во всех случаях величина максимума на T -кривых существенно превышала ошибку эксперимента, причем доля нейтронов "высших порядков" в аномально проходящем пучке составляла не более 1 – 2% (при использовании кварцевых фильтров). Для $\lambda = 1,06 \text{ \AA}$ (рис. 2) с ростом μt особенность на T -кривых проявляется более резко, но при этом возрастают требования к точности измерений, а также доля "высших порядков" в рассеянном пучке (от 10 до 20% без кварцевых фильтров). При больших $\mu t = 7,35$ ($\lambda = 0,81 \text{ \AA}$, $t = 0,96 \text{ мм}$) рассеянный пучок, как видно из рис. 1, б, почти полностью обусловлен нейтронами "высших порядков", и наблюдение аномального пропускания в этих условиях затруднено.

нейтр./100 сек.

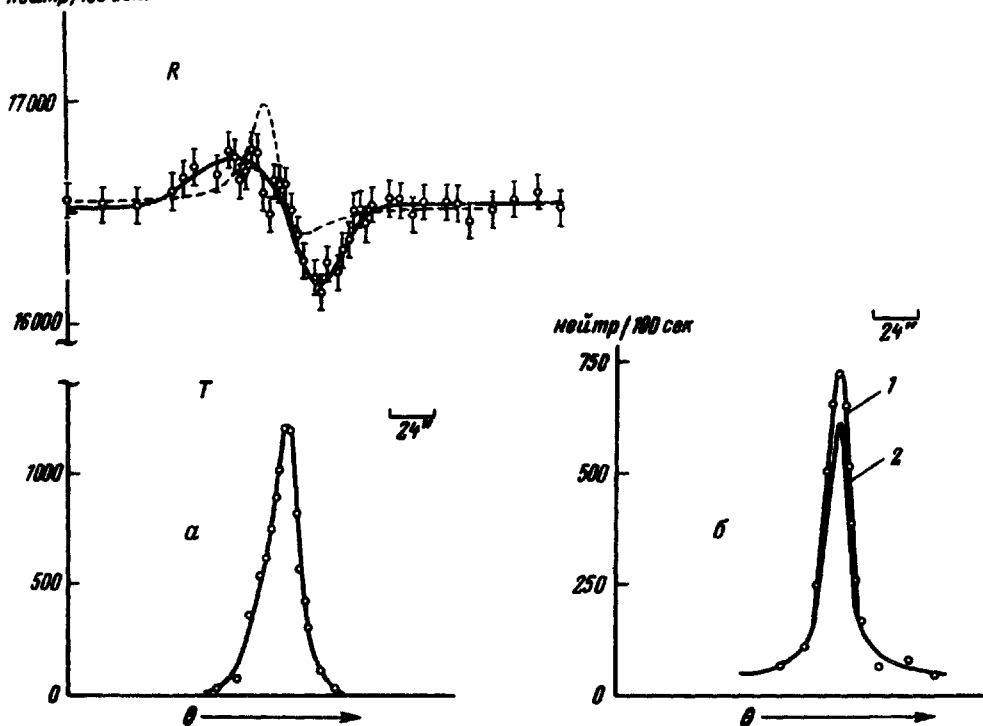


Рис. 1. Кривые отражения (R) и пропускания (T) для $\lambda = 0,81 \text{ \AA}$ ($E = 0,123 \text{ эв}$):
 а - $t = 0,37 \text{ мм}$ ($\mu t = 2,81$), съемка с кварцевым фильтром толщиной в 100 мкм ;
 б - $t = 0,96 \text{ мм}$ ($\mu t = 7,35$), съемка без фильтра; кривая 1 - полная интенсивность отражения, кривая 2 - суммарный вклад "высших порядков"

Теоретические кривые (пунктирные линии на рис. 1, 2) получали сверткой R -кривой, форма которой обусловлена "инструментальными" факторами, с рассчитанной по формулам [2] T -кривой. Для вычисления фактора Дебая – Валлера атомов Cd использовали значение характеристической температуры $\theta = 214^\circ\text{K}$, [4], а фактор Дебая – Валлера для ато-

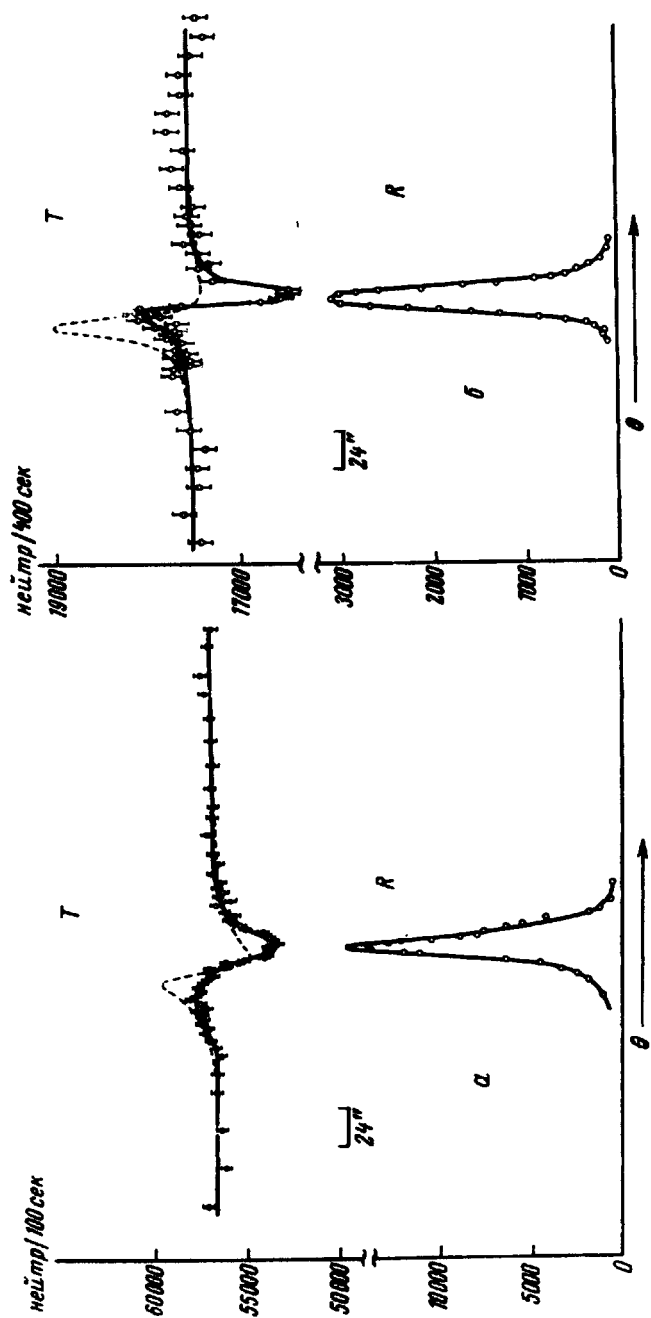


Рис. 2. Кривые отражения (R) и пропускания (T) для $\lambda = 1,06 \text{ \AA}$ ($E = 0,08 \text{ эв}$); съемка с кварцевым фильтром толщиной в 100 м.м: а - $t = 0,37 \text{ м.м}$ ($\mu t = 1,92$), б - $t = 0,96 \text{ м.м}$ ($\mu t = 4,99$)

мов серы принимали равным единице, поскольку он оказывает слабое влияние на форму теоретической T -кривой. Хотя расчетные кривые качественно описывают экспериментальные данные; тем не менее имеют место существенные различия, которые могут быть обусловлены либо недостаточным совершенством кристалла CdS , либо влиянием "многоволновых" процессов. Последнее кажется маловероятным, поскольку такого же типа различие наблюдалось и при $\lambda = 2,5 \text{ \AA}$, где одновременного отражения от других кристаллических плоскостей не происходит.

Таким образом, полученные результаты показывают, что в процессе резонансного рассеяния частиц (нейтронов), так же как и в случае воли (γ -лучи), сохраняется эффект аномального пропускания, т. е. при взаимодействии нейтрона с совершенным кристаллом, находящимся в брегговском положении, (n, λ) -реакция подавляется.

Поступила в редакцию
11 февраля 1971 г.

Литература

- [1] С.Ш.Шильштейн, В.И.Марухин, М.Каланов, В.А.Соменков, Л.А.Сысоев. Письма в ЖЭТФ, **12**, 80, 1970.
 - [2] Ю.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ, **49**, 1504, 1965; **50**, 271, 1966.
 - [3] W.C.M.Aston. Nucl. Instr. Meth., **84**, 153, 1970.
 - [4] О.Андерсон. Сб.Физическая акустика, М., Изд. Мир, 1968, т. III, гл. 2, стр. 110.
-