

ЯДЕРНОЕ РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ КРИСТАЛЛАМИ

В последние годы интенсивно изучаются процессы прохождения быстрых частиц различного типа через кристаллические среды. Возникающие при этом эффекты представляют не только чисто научный, но и большой практический интерес [1, 2].

Известно, что влияние среды на процесс рассеяния определяется величиной передаваемого импульса $\vec{p} = \hbar \vec{q}$ и становится существенным при выполнении условия [3]:

$$q \ll \frac{\hbar}{d}, \quad (1)$$

где $q = |\vec{k} - \vec{k}'|$; $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ — импульс частицы до и после рассеяния; d — характерное расстояние между соседними рассеивающими центрами.

Рассеяние частиц высоких энергий характеризуется резко выраженной направленностью вперед, при этом переданный импульс оказывается почти поперечным $\vec{k}(\vec{q} \sim \vec{q}_\perp)$, и для его продольной составляющей начинает выполняться условие (1). Таким образом, при определенных углах влета быстрых частиц в кристалл могут наблюдаться интерференционные явления, приводящие к значительному усилению процессов рассеяния.

В данной работе рассматривается ядерное рассеяние быстрых нейтронов ($\sim \text{МэВ}$), проходящих через монокристалл под малым углом ($\sim 1^\circ$) к кристаллографической оси z . В этом случае условие (1) выполняется, и должно наблюдаться когерентное усиление взаимодействия.

Дифференциальное сечение упругого когерентного рассеяния нейтронов на кристалле может быть представлено в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|A|^2}{N} \left| \sum_i^N \exp(i\vec{q}\vec{r}_i) \right|^2. \quad (2)$$

Здесь A — амплитуда ядерного рассеяния нейтронов на закрепленном атоме; $\vec{r}_i$ — радиус-вектор i -го ядра решетки; N — число рассеивающих центров, черта сверху означает усреднение по тепловым колебаниям решетки.

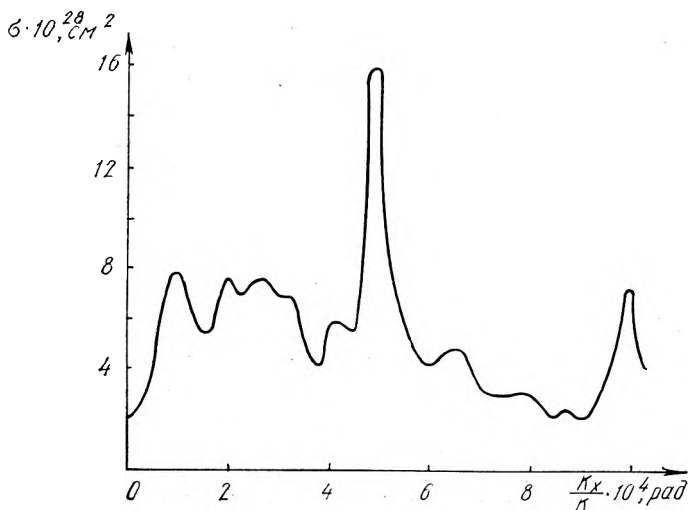
Рассматривая рассеяние лишь на малые углы $\vartheta \ll 1$ и используя условия $k'^2 = k^2$ и $\vec{q}_\perp = 2\pi\vec{\tau}_\perp$, проведем в (1) суммирование по ядрам в поперечной плоскости кристалла, считая N_x, N_y бесконечно большими (пучок нейтронов проходит через кристалл почти параллельно кристаллографической оси z). В этом случае для полного сечения ядерного рассеяния $\sigma(k)$ можно получить следующее выражение:

$$\sigma(\vec{k}) = \frac{(2\pi)^2 |A|^2}{abN_z k^2} \sum_{\vec{\tau}_\perp} \exp[-(2\pi\vec{\tau}_\perp)^2 \bar{u}^2] \cdot |S(\vec{\tau}_\perp)|^2 \frac{\sin^2(1/2N_z q_z(\vec{\tau}_\perp) c)}{\sin^2(1/2q_z(\vec{\tau}_\perp) c)}, \quad (3)$$

$\bar{u}^2$ — средний квадрат амплитуды тепловых колебаний; $|S(\vec{\tau}_\perp)|^2$ — структурный фактор элементарной ячейки; N_z — число рассеивающих центров вдоль оси z , выбранной перпендикулярно к входной поверхности кристалла; $\vec{\tau}$ — вектор обратной решетки с координатами $n_1/a, n_2/b, n_3/c$. Составляющая переданного импульса по оси z

$$q_z = -\frac{1}{2k} [(2\pi\vec{\tau}_\perp)^2 + 2(2\pi\vec{\tau}_\perp \vec{k}_\perp)].$$

Расчет полного сечения как функции угла влета проводился на ЭВМ. В качестве мишени был выбран кристалл вольфрама, имеющий ОЦК-решетку с периодом $a = 3,17 \cdot 10^{-8}$ см и $\sqrt{u^2} = 5 \cdot 10^{-10}$ см при $T = 300$ К.



Зависимость полного сечения ядерного рассеяния нейтронов от углов влета

Рассматривалось падение нейтронов на кристалл в плоскости xz ($k_y=0$). Соответственно принятым входным параметрам сечение (3) примет вид:

$$\sigma(k) = \frac{(2\pi)^2 |A|^2}{N_z a^2 k^2} \sum_{n_1=-\infty}^{\infty} \sum_{n_2=-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{4\pi^2 u^2}{a^2} [n_1^2 + n_2^2] \right] \times \\ \times \frac{\sin^2 \left\{ \pi N_z \left[\frac{k_x}{k} n_1 + \frac{\pi}{ak} (n_1^2 + n_2^2) \right] \right\}}{\sin^2 \left\{ \pi \left[\frac{k_x}{k} n_1 + \frac{\pi}{ak} (n_1^2 + n_2^2) \right] \right\}} \cdot [1 + \cos \pi (n_1 + n_2)]^2. \quad (4)$$

Расчет (4) проводился для нейтронов с $E_n = 1$ МэВ ($k = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻¹) на интервале углов влета $k_x/k = 0 \div 10^{-3}$ рад. Число рассеивающих центров N_z вдоль оси z выбиралось равным 10^4 , 10^6 и 10^8 , что соответствует толщинам кристалла $3 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-2}$ и 3 см соответственно.

Отношение синусов в (4) представляет собой быстро осциллирующую функцию, которая на исследуемом интервале углов влета имеет около 60 максимумов по k_x/k из-за обращения аргумента синуса в ноль при некоторых $n_1 < 0$. Эти максимумы имеют порядок N^2 и полуширины $h = \frac{1}{n_1 N}$. Для толстых кристаллов h очень малы и необходимо провести усреднение по угловому расхождению пучка $\Delta\theta$, в результате которого максимумы существенно понизятся.

Что касается произвольных углов влета, то для любого k_x/k существует главный член суммы с $n_1=0$ и $n_2=0$, описывающий рассеяние вперед и также имеющий порядок N^2 . Из сказанного следует, что ядерное сечение для тонких кристаллов ($l \sim 3 \cdot 10^{-4}$ см) должно иметь хорошо выраженную ориентационную зависимость от углов влета, которая должна исчезнуть для толстых кристаллов при усреднении по $\Delta\theta$.

Результаты расчета полного сечения по формуле (4) для кристалла W толщиной $l = 3 \cdot 10^{-4}$ см ($N_z = 10^4$) представлены на рисунке. Видно, что сечение представляет собой сильно осциллирующую функцию углов влета, достигающую в главном максимуме ($\frac{k_x}{k} = 4,96 \cdot 10^{-4}$ рад) значения $1,6 \cdot 10^{-27}$ см². С ростом толщины кристалла в результате усреднения по угловому расхождению пучка ($\Delta\theta = 2 \cdot 10^{-5}$) осцилляции уменьшаются и для кристаллов $l \approx 1$ см вообще исчезают ($N_z = 10^8$). Сечения упругого ядерного рассеяния в этом случае достигают значений полного упругого и неупругого сечения рассеяния нейтронов на одном ядре. Таким образом,

проведенный расчет подтверждает когерентное усиление процессов взаимодействия в кристаллической среде.

Автор выражает благодарность профессору В. Г. Барышевскому за полезное обсуждение и ценные замечания, сделанные в процессе выполнения работы, а также старшему научному сотруднику А. В. Тетереву за большую помощь в расчетах на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях.— Минск, 1982.
2. Дюмин А. Н., Коренблит И. Я., Рубан В. А., Токарев Т. В.— Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, № 7, с. 413.
3. Тер-Микаэлян М. А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях.— Ереван, 1969.

УДК 534.26

А. З. АБДУЛИН, А. А. ГУМЕН
Н. Р. ПОСЛЕДОВИЧ, В. М. ТКАЧЕНКО

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА МНОГОМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ С ПОМОЩЬЮ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Исследование дифракции света в лабораториях физического практикума проводится обычно на одномерной системе щелей (дифракционной решетке) [2]. Однако современное состояние прикладных задач оптики (голография, дифракция на объемных структурах) требует постановки новых экспериментальных задач. Одной из таких задач может быть исследование дифракции света на стоячих ультразвуковых волнах, теория которой достаточно развита, проста и подробно описана в литературе [3, 4]. Недостатком с точки зрения постановки в физическом практикуме подобных лабораторных работ является относительная сложность отдельных узлов и установки в целом. Поэтому особый интерес представляет применение в качестве объекта, на котором происходит дифракция, вещества, моделирующего стоячую ультразвуковую волну. Таким объектом может служить холестерический жидкий кристалл, ориентированный гомеотропно, т. е. ось спирали расположена в плоскости подложек.

В 1921 г. Бриллюэн предсказал, что при освещении жидкости, в которой существуют упругие стоячие волны небольшой длины, видимым светом возникает дифракция света на стоячих ультразвуковых волнах. Наличие стоячей ультразвуковой волны длины Λ создает в среде слоистую периодическую структуру, при этом расстояние между последовательными плоскостями максимальной плотности равно Λ .

Пусть вдоль оси X (рис. 1) распространяется плоская упругая волна, закон распространения которой описывается уравнением

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho_0 \cdot \sin\left(\omega t - \frac{2\pi}{2\Lambda} x\right), \quad (1)$$

где ρ — мгновенное значение плотности; ρ_0 — значение плотности среды при отсутствии упругих волн; $\Delta\rho_0$ — амплитуда изменения плотности в упругой волне; ω — циклическая частота упругих колебаний; 2Λ — длина упругой волны. Отраженная от плоской преграды волна интерферирует с падающей, при этом возникает стоячая волна длины Λ .

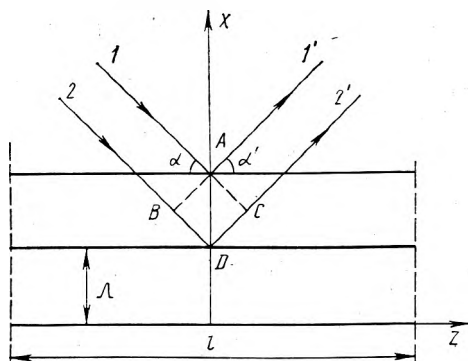


Рис. 1. Рассеяние световых волн на периодической структуре