*Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 7, стр. 413 – 416* *5 апреля 1980 г.*

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ (ШВИНГЕРОВСКОЕ) РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

*А.Н.Дюмин, И.Я.Коренблит, В.А.Рубан, Б.Б.Токарев*

Показано, что для быстрых нейтронов, падающих под малым углом ($\sim 1'$) к кристаллографической оси совершенного монокристалла, вклад в сечение рассеяния, обусловленный электромагнитным взаимодействием, возрастает благодаря интерференционным эффектам в десятки раз.

При прохождении через кристалл быстрых частиц (длина волны $\lambda$ которых значительно меньше периода решетки $d$) может иметь место интерференционное усиление процессов электромагнитного взаимодействия.

Явления такого рода широко изучались теоретически и экспериментально в связи с исследованием процессов тормозного излучения фотонов и рождения электронно-позитронных пар, а также упругого рассеяния ультрарелятивистских электронов в кристаллических мишенях (см. книгу [1], где приведена полная библиография по этим вопросам).

Рассеяние быстрых ($\lambda << d$) заряженных частиц с импульсом $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$ на тяжелом атоме размера $a = a_0 Z^{-1/3}$ ($a_0 = \hbar^2/me^2$ – боровский радиус, $Z$ – заряд ядра) обладает разко выраженной направленностью вперед и происходит, главным образом, в область малых углов $\theta \sim (ka)^{-1} \sim \lambda/a << 1$. При этом характерный переданный импульс $q \sim q_\perp \sim k\theta << d^{-1}$ почти поперечен $k$, а его продольная составляющая $q_{\parallel}$ $k\theta^2 \sim (ka^2)^{-1} << d^{-1}$ и уменьшается с ростом энергии. Следовательно, атомы вдоль направления движения частицы в пределах эффективной длины $l \sim q_{\parallel}^{-1} >> d$ рассеивают когерентно. В результате полное сечение рассеяния должно значительно возрастать и зависеть от направления влета частиц в кристалл относительно его осей.

Мы здесь покажем, что аналогичные интерференционные эффекты, характерные для заряженных частиц, должны проявляться также и при прохождении через кристалл быстрых нейтронов (с энергией $\sim$МэВ). Определяющую роль в данном случае играет медленно спадающее электромагнитное взаимодействие магнитного момента нейтрона $\vec{\mu}_n = \frac{\gamma_n}{2}\left(\frac{e\hbar}{2M_n c}\right)\vec{\sigma}$ с электрическим полем атома $\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{R}}{R}\frac{d\phi}{dR}$ [2]:

$$U = -\gamma_n\left(\frac{e\hbar}{2M_n^2 c^2}\right)\vec{\sigma}[\mathbf{E}\mathbf{p}] = \gamma_n \frac{\mu_n}{M_n c}\frac{1}{R}\frac{d\phi}{dR}(\vec{\sigma}\mathbf{L}), \qquad (1)$$

где $\gamma_n = 1{,}91$, $M_n$, $\vec{\sigma}$ и $\mathbf{L} = [\mathbf{r}\mathbf{p}]$ – масса, спин и орбитальный момент нейтрона. Это более слабое, по сравнению с ядерным, электромагнитное взаимодействие нейтрона приводит к швингеровскому рассеянию, которое доминирует в области малых углов и описывается в борновском приближении дифференциальным сечением [2]:

$$d\sigma_s = |f(q)|^2 d\Omega = \frac{\gamma_n^2}{4}\left(\frac{e^2}{M_n c^2}\right)^2 [Z - F(q)]^2 \mathrm{ctg}^2\frac{\theta}{2}\, d\Omega . \qquad (2)$$

Здесь $q = |\mathbf{k}' - \mathbf{k}| = 2k\sin{}^{\theta}/_{2}$ – вектор рассеяния, $F(q)$ –атомный форм-фактор, описывающий экранирование кулоновского поля ядра электронами в атоме.

Когда нейтроны падают почти параллельно кристаллографической оси (под углами $\theta < \frac{d}{l} \sim \frac{1}{ka}\,\frac{d}{a} << 1$), рассеяние на отдельных цепочках атомов можно рассматривать независимо и учитывать интерференцию лишь на отдельной цепочке [3]. Таким образом, интерференционную часть швингеровского рассеяния в расчете на один атом кристалла можно записать в виде[1)]

$$\frac{d\tilde{\sigma}_s}{d\Omega} = e^{-2W} |f(q)|^2 \frac{2\pi}{d} \sum_n \delta\left(\mathbf{q}\mathbf{e} - \frac{2\pi}{d} n\right) , \qquad (3)$$

где $W(q) = \frac{1}{2} q^2 \overline{u^2}$ – фактор Дебая – Уоллера, $\overline{u^2}$ – средний квадрат тепловых колебаний атомов в кристалле, $\mathbf{e}$ – единичный вектор в направлении цепочки, $n = 0, \pm 1, \ldots$. При вычислении полного сечения $\tilde{\sigma}_s$ можно ограничиться главным членом с $n = 0$ в (3). Вклад остальных членов в полное сечение мал по параметру $\frac{d}{a}\,\frac{1}{4\pi ka} << 1$. Таким образом, для полного сечения получаем

$$\tilde{\sigma}_s = \frac{8\pi}{kd} \int_0^{2k\theta} dq\, |f(q)|^2 \frac{e^{-q^2 \overline{u^2}}}{\sqrt{4k^2\theta^2 - q^2}} . \qquad (4)$$

Это сечение соответствует рассеянию нейтронов на однородном среднем потенциале атомной цепочки $U(\rho) = \frac{1}{d}\int_{-\infty}^{\infty} U(\sqrt{\rho^2 + z^2})dz$, поскольку передача импульса вдоль цепочки равна нулю.

Экранирование кулоновского поля ядра электронной оболочкой и тепловые колебания атомов решетки ограничивают эффективную область переданных импульсов, в которой происходит существенное когерентное усиление рассеяния:

$$a^{-1} < q < (\overline{u^2})^{-1/2} .$$

---

[1)] Вследствие слабости электромагнитного взаимодействия нейтронов эффект затенения [4] учитывать не нужно.

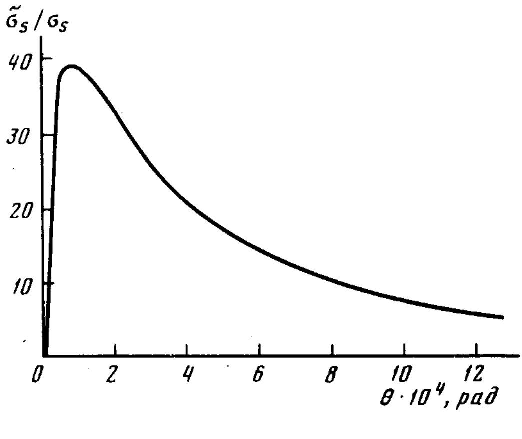
Поэтому для оценки сечения $\widetilde{\sigma}_c$ можно в (4) интегрировать лишь в этом интервале, положив $e^{-q^2 u^2} \approx 1$, $F(q) \approx 0$. Тогда имеем:

$$\frac{\widetilde{\sigma}_s}{\sigma_s} = \frac{a}{d}\left(\ln\frac{a}{R_я}\right)^{-1} \frac{\sqrt{4k^2a^2\theta^2 - 1}}{ak\theta^2}, \tag{5}$$

где $\sigma_s$ – сечение швингеровского рассеяния на отдельном атоме, $R_я$ – радиус ядра, на котором при вычислении $\sigma_s$ обрезается снизу потенциал (1). Когерентное усиление достигает максимума при угле падения пучка относительно цепочки $\theta_{max} \sim (\sqrt{2}ka)^{-1}$:

$$\left(\frac{\widetilde{\sigma}_s}{\sigma_s}\right)_{max} \approx \frac{a}{d} \frac{2ka}{\ln(a/R_я)}. \tag{6}$$

Эта формула имеет прозрачный физический смысл. Сечение (6) соответствует суммированию амплитуд рассеяния на длине когерентности $l \sim q_{\parallel}^{-1} \sim ka^2$. Логарифмический множитель обусловлен более быстрым по сравнению с кулоновским спаданием швингеровского потенциала (1), так что вклад в $\sigma_s$ дает широкая область углов, а не только $\theta \sim (ka)^{-1}$.




Зависимость полного швингеровского сечения рассеяния нейтронов с энергией $E$ = = 1 МэВ от угла влета $\theta$ по отношению к кристаллографической оси для вольфрама ($T_D$ = = 384K) при температуре $T$ = = 300K. Экранировка поля ядра учитывалась по методу Томаса – Ферми $\sigma_s = 1{,}6\cdot10^{-26}$см$^2$

Для нейтронов с энергией $E \approx 1$ МэВ ($k \approx 2\cdot10^{12}$ см$^{-1}$) швингеровское рассеяние на кристаллах тяжелых элементов типа вольфрама ($d/a \approx$ $\approx 25$, $a/R_я \approx 10^3$) должно возрастать в 20 – 30 раз при $\theta_{max} \approx 1'$.

Результат численного расчета по точной формуле (4) для вольфрама показан на рисунке. Видно, что полное сечение швингеровского рассеяния на кристалле в максимуме в 40 раз больше, чем на отдельном атоме и становится сравнимым с сечением ядерного рассеяния нейтронов[1]. Поэтому обсуждаемый эффект можно обнаружить по зависимости интенсивности проходящего через монокристалл пучка нейтронов от ориента-

[1] Заметим, что весь рассеянный на монокристалле пучок нейтронов приобретает малую поляризацию ( $\sim 10^{-5}$), параллельную оси цепочки.

ции. Для этого необходимы достаточно совершенные кристаллы (с малой мозаичностью < 1') тяжелых элементов, имеющие сравнительно высокую температуру Дебая, так чтобы $\sqrt{\overline{u^2}} \ll a$.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 февраля 1980 г.

## Литература

[1] М.А.Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван, 1969.

[2] J.Schwinger. Phys. Rev.,**73**, 407, 1948; В.М.Копров. ЖЭТФ, **38**, 639, 1960.

[3] H.Überall. Phys. Rev., **103**, 1055, 1956.

[4] Н.П.Калашников, Э.А.Коптелов, М.И.Рязанов. ЖЭТФ, **63**, 1108, 1972; А.И.Ахиезер, В.Ф.Болдышев, Н.Ф.Шульга. Сб."Физика элементарных частиц и атомного ядра", **10**, 51, 1979.