EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. 26. KÖIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1977, NR. 2

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 26
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1977, № 2

https://doi.org/10.3176/phys.math.1977.2.18

УДК 539.2.01

М. ХААС

НЕКОГЕРЕНТНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ γ-КВАНТОВ И НЕЙТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

M. HAAS. NEUTRONITE JA γ-KVANTIDE MITTEKOHERENTNE RESONANTSHAJUMINE KRISTALLIDES

M. HAAS. INCOHERENT RESONANT SCATTERING OF γ-QUANTA AND NEUTRONS IN CRYSTALS

Как известно, энергетическое спектральное и угловое распределения рассеянных мягких γ-квантов и медленных нейтронов существенно определяются кристаллическим состоянием вещества рассеивателя при условии, что энергия отдачи, сообщаемая рассеивающему ядру, не превышает энергии связи ядра в кристалле, т. е. $\leqslant 0{,}1$ *эВ*. Характеристики упругого резонансного рассеяния обсуждались в [1]. Неупругое резонансное рассеяние теоретически рассматривалось в [2–5], однако ряд существенных свойств при этом, на наш взгляд, был опущен. В данной работе исследуются некоторые характерные особенности спектральных и угловых распределений в случае некогерентного резонансного рассеяния γ-квантов и нейтронов. Более подробные выводы об изложенных здесь результатах можно найти в [6].

Пусть имеется кристалл, содержащий в эквивалентных положениях ядра изотопа, обладающего изолированным квазистационарным уровнем с энергией $\hbar\omega_{10}$ и шириной $\hbar\gamma$. На кристалл падает поток монохроматических неполяризованных γ-квантов или нейтронов с волновым вектором $\mathbf{k}_i$ и частотой $\omega_i\,(|\omega_i-\omega_{10}|\ll\omega_{10})$. Энергетическое спектральное распределение вторичных квантов, появляющихся в ходе резонансного некогерентного рассеяния, определяется функцией $I^r(\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_f)$ [3, 4, 6] (ω_f и $\mathbf{k}_f$ — частота и волновой вектор рассеянного кванта):

$$I^r(\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_f)=\frac{\gamma^2}{8\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\mu\iint\limits_{0}^{\infty}dt\,dt'\exp\{i[(\omega_f-\omega_i)\mu+$$

$$+(\omega_{10}-\omega_i)(t'-t)]-\gamma/2(t+t')\}K^{if}(t,t',\mu),\tag{1}$$

где четырехвременный коррелятор $K^{if}(t,t',\mu)$ в приближении парных корреляций имеет вид [3, 4, 6] *:

$$K^{if}(t,t',\mu)=\exp\{2[-W_{ii}(0)-W_{ff}(0)+W_{if}(t')-W_{if}(\mu+t')+$$

$$+W_{ii}(\mu+t'-t)+W_{ff}(\mu)-W_{fi}(\mu-t)+W_{fi}(-t)]\}.\tag{2}$$

В кристалле с кубической симметрией:

* Как следует из формул (1) и (2), имеется тесная аналогия между задачами резонансного рассеяния нейтронов и γ-квантов и вторичным свечением света примесями в кристалле. Теория последнего явления развита в [7].

$$W_{lj}(\tau)=\frac{1}{3}R_{lj}\langle\hat{\mathbf{u}}(\tau)\cdot\hat{\mathbf{u}}(0)\rangle \qquad (l,j=i,f). \tag{3}$$

Здесь $R_{lj}=\frac{\hbar^2\mathbf{k}_l\mathbf{k}_j}{2M_r}$, M_r — масса резонансного ядра, $\mathbf{u}$ — его колебательная координата, $<\ldots\ldots>$ — температурное усреднение, R_{ii} и R_{ff} — энергии отдачи, передаваемые резонансному ядру при поглощении или испускании γ-кванта или нейтрона.

Функции $e^{W(\tau)}$ приближаются при больших значениях τ к единице. Промежуток времени Γ^{-1}, в котором $e^{W(\tau)}$ заметно отличаются от единицы, фактически есть время установления равновесия колебательного состояния возбужденного ядра с остальным кристаллом. В случае медленной релаксации Г определяется шириной максимумов в спектре частот колебаний резонансного ядра. При больших энергиях отдачи ($R\gg\hbar\bar{\omega}$, $\bar{\omega}$ — характеристическая частота колебаний резонансного ядра) или высоких температурах ($RkT\gg(\hbar\bar{\omega})^2$) Г существенно возрастает и становится $\sim\frac{1}{\hbar}\sqrt{R\bar{E}_{kin}}$, где $\bar{E}_{kin}$ — средняя кинетическая энергия резонансного ядра.

В ряде важных предельных случаев спектр $I^r(\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_f)$ допускает упрощающие приближения, рассмотрением которых мы займемся ниже.

1. При возбуждении в далеких крыльях спектра поглощения спектральное распределение рассеянных квантов приобретает потенциальный характер [4, 6]:

$$I^r(\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_f)\to\frac{1}{4\pi}I_a(\mathbf{k}_i)\,e^{-2W_{i-f}(0)}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\mu\, e^{i(\omega_i-\omega_f)\mu}\,e^{2W_{i-f}(\mu)}, \tag{4}$$

что связано с уменьшением времени задержки между актами поглощения и испускания γ-кванта или нейтрона с удалением от резонансной энергии. Здесь $W_{i-f}=W_{ii}+W_{ff}-2W_{if}$, а $I_a(\mathbf{k}_i)$ является спектром поглощения:

$$I_a(\mathbf{k}_i)=\frac{\gamma}{2}e^{-2W_{ii}(0)}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\tau\, e^{i(\omega_{10}-\omega_i)\tau}\,e^{-\gamma/2|\tau|}\,e^{2W_{ii}(\tau)}. \tag{5}$$

2. Большое время жизни промежуточного квазистационарного состояния ($\gamma^{-1}\gg\bar{\omega}^{-1}$) характерно для рассеяния γ-квантов. При возбуждении в резонансе с фононным крылом или бесфононной линией спектра поглощения ($|\omega_{10}-\omega_i+R_{ii}/\hbar|\lessapprox\Gamma$ или $|\omega_{10}-\omega_i|\lessapprox\gamma$) временная задержка между актами поглощения и испускания γ-кванта возрастает до $\sim\gamma^{-1}$, т. е. становится больше времени релаксации Γ^{-1}. Тогда вторичный квант испускается из равновесного колебательного состояния возбужденного ядра. Этому соответствует замена коррелятора $K^{if}(t,t',\mu)$ на свою асимптотику при больших t,t' [6] и с точностью до членов с относительной интегральной интенсивностью $\sim\gamma/\Gamma$ спектр неупругого рассеяния принимает люминесцентный характер:

$$I^r(\mathbf{k}_i,\mathbf{k}_f)\to\frac{1}{2\pi\gamma}I_e(\mathbf{k}_f)\,I_a(\mathbf{k}_i), \tag{6}$$

где $I_e(\mathbf{k}_f)$ и $I_a(\mathbf{k}_i)$ — известные спектры излучения и поглощения γ-квантов, включающие в себя бесфононные мёссбауэровские линии. $I_a(\mathbf{k}_i)$ дается формулой (5), а $I_e(\mathbf{k}_f)$ формулой

$$I_e(\mathbf{k}_f) = \frac{\gamma}{2} e^{-2W_{ff}(0)} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\tau\, e^{i(\omega_f - \omega_{10})\tau} e^{-\gamma/2|\tau|} e^{2W_{ff}(\tau)}. \qquad (7)$$

Исключение составляет малая область около резонансной частоты ($|\omega_f - \omega_{10}| \lesssim \gamma$) при возбуждении в той же области ($|\omega_i - \omega_{10}| \lesssim \gamma$), когда из-за больших вероятностей процессов без отдачи в значительной степени сохраняется когерентность между падающей и рассеянной волнами и интенсивность неупругого рассеяния сильно падает. Отметим также, что в отдельных областях спектра $I^r(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)$ вклад от процессов при малых временах t, t' ($t, t' \sim \Gamma^{-1}$) может превышать люминесценцию даже при возбуждении в резонансе с фононным крылом спектра (5) [6].

3. Случай малых времен жизни квазистационарного состояния ($\gamma \gg \bar{\omega}$) может реализоваться при рассеянии нейтронов. Тогда при медленной релаксации ($\Gamma \lesssim \bar{\omega}$) или очень малых временах жизни составного ядра ($\gamma \gg \Gamma$ при $\Gamma \gg \bar{\omega}$) спектр рассеяния имеет характер потенциального рассеяния (4) независимо от частоты возбуждения. Однако при быстрой релаксации ($\Gamma \gg \bar{\omega}$) и временах жизни, сравнимых или больше Γ^{-1} ($\gamma \lesssim \Gamma$), $I^r(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)$ меняет свой вид (за исключением малых углов рассеяния $\Theta \ll \bar{\omega}/\Gamma$, где $\Theta = \widehat{\mathbf{k}_i \mathbf{k}_f}$). В предельном случае $\Gamma \gg \gamma$ (но $\gamma \gg \bar{\omega}$) контур спектра неупругого рассеяния имеет гауссовую форму:

$$I^r(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f) \approx I_a(\mathbf{k}_i) \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hbar^2 Q}{\pi}} \exp\left\{ -\hbar^2 Q \left[\omega_f - \omega_{10} + \frac{R_{ff} - 2R_{if}}{\hbar} + \frac{R_{if}}{R_{ii}} \left(\omega_{10} - \omega_i + \frac{R_{ii}}{\hbar} \right) \right]^2 \right\}, \qquad (8)$$

где $Q = \frac{3}{8} R_{ii} [\bar{E}_{kin} (R_{ii} R_{ff} - R_{if}^2)]^{-1}$. Отметим, что при $\Theta = \pi/2$ спектр имеет по-прежнему люминесцентный характер.

4. При промежуточных временах жизни составного ядра ($\gamma \sim \bar{\omega}$) в случае медленной релаксации ($\Gamma \lesssim \bar{\omega}$) можно пользоваться разложением $I^r(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)$ по n-фононным спектрам рассеяния [3, 6], которое получается в итоге разложения в ряд экспоненциальной функции $\exp[W_{ii}(\mu + t' - t) + W_{ff}(\mu) - W_{fi}(\mu - t) - W_{if}(\mu + t')]$. В случае быстрой релаксации ($\Gamma \gg \bar{\omega}$) следует ожидать, что спектр сохранит в известной степени люминесцентный характер. Возможные поправки при рассеянии на углы, отличные от $\pi/2$, удобно учесть путем разложения функции $\exp[W_{if}(t') + W_{fi}(-t) - W_{if}(\mu + t') - W_{fi}(\mu - t)]$. Это позволяет представить $I^r(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f)$ в виде некоторого ряда, первым слагаемым которого является спектр люминесценции (6). При $\gamma \sim \bar{\omega}$ ряд быстро сходится, а в пределе $\gamma \gg \bar{\omega}$ переходит соответственно в выражения (4) или (8).

Автор выражает глубокую благодарность В. В. Хижнякову за внимание к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Казарновский М. В., Степанов А. В., ЖЭТФ, 39, 1039 (1960).
2. Дзюб И. П., Лубченко А. Ф., ФТТ, 3, 2275 (1961).

3. Дзюб И. П., Лубченко А. Ф., Инь Юнь-вень, Укр. физ. ж., **7**, 457 (1962).
4. Казарновский М. В., Степанов А. В., Acta Phys. Acad. Sci. Hung., **14**, 45 (1962).
5. Казарновский М. В., Степанов А. В., Тр. Физического ин-та им. П. Н. Лебедева, **33**, М., 1964.
6. Хаас М. А., Препринт FAI-21, 1973.
7. Hizhnyakov V., Tehver I., Phys. Stat. Sol., **21**, 755 (1967).

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
16/VI 1966

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. 26. KÖIDE
FÜÜSIKA * MATEMAATIKA. 1977, NR. 2

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 26
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1977, № 2

УДК 534.26

А. СТУЛОВ

О ДИФРАКЦИИ АКУСТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА НА ЖЕСТКОМ ЭЛЛИПТИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ

A. STULOV. AKUSTILISE IMPULSI DIFRAKTSIOON JÄIGAL ELLIPTILISEL SILINDRIL

A. STULOV. DIFFRACTION OF ACOUSTIC PULSE BY RIGID ELLIPTICAL CYLINDER

Использование интегральных уравнений в задачах дифракции позволяет вычислять эхо-сигнал практически от любых объектов. Численные результаты были впервые получены в [1]. Р. Шоу [2, 3], применяя интеграл Кирхгофа, решил задачу дифракции импульса на цилиндрах прямоугольного и кругового поперечного сечения. В настоящей работе с помощью этого же интеграла вычислена дифракция плоского акустического импульса на цилиндрическом препятствии эллиптического поперечного сечения.

Согласно [1], интеграл Кирхгофа имеет вид

$$\varepsilon\varphi(r,t)=\varphi_i(r,t)+(4\pi)^{-1}\oint_S\Big[R^{-1}\frac{\partial\varphi(r_0,t_0)}{\partial n_0}+ \\ +\Big(R^{-2}\varphi(r_0,t_0)+c^{-1}R^{-1}\frac{\partial\varphi(r_0,t_0)}{\partial t_0}\Big)\frac{\partial R}{\partial n_0}\Big]_{t_0=t-c^{-1}R}dS_0. \tag{1}$$

Функцией $\varphi(r,t)$ может быть потенциал скорости или давление эхо-сигнала, вызванного дифракцией непрерывного зондирующего импульса $\varphi_i(r,t)$, заданного потенциалом скорости или давлением в точке (r, t). Если точка наблюдения (r,t) находится внутри цилиндра, на его поверхности или в окружающей его жидкости, то $\varepsilon=0$, $1/2$, 1 соответственно. $R=|r-r_0|$ — расстояние между точками наблюдения и интегрирования, t_0 — время, необходимое для прохождения расстояния R