УДК 539.121.72:534.29

А. П. АПАНАСЕВИЧ, И. В. ПОЛИКАРПОВ

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА РЕЗОНАНСНУЮ И НЕРЕЗОНАНСНУЮ ДИФРАКЦИЮ В СКОЛЬЗЯЩЕЙ ГЕОМЕТРИИ НА ТОНКОМ КРИСТАЛЛЕ

В последнее время активно изучается влияние ультразвуковых (УЗ) колебаний на излучение, взаимодействующее с совершенными кристаллами. В частности, исследовались дифракция рентгеновского излучения и нейтронов в совершенных монокристаллах, находящихся в поле УЗ волны [1, 2], и процесс распространения мессбауэровского излучения в резонансной среде, возмущенной ультразвуком [3, 4]. Особый интерес экспериментаторов привлекает дифракция рентгеновского излучения в схеме скользящей геометрии, предложенной Барышевским В. Г. [5] (см. рисунок), для изучения тонких приповерхностных слоев монокристаллов [6, 7].

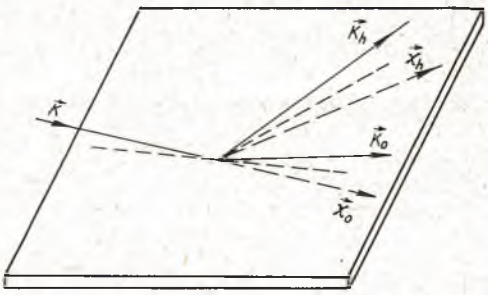

Схема дифракции в скользящей геометрии: $\vec{k}$ — волновой вектор падающей волны; $\vec{k}_0$ и $\vec{k}_h$ — волновые векторы отраженных от поверхности кристалла прямой и дифрагированной волн; $\vec{\varkappa}_0$ и $\vec{\varkappa}_h$ — волновые векторы прошедшей и дифрагированной волн

В настоящей работе решается задача дифракции резонансного (мессбауэровского) и нерезонансного излучений в схеме Барышевского на тонком монокристалле. Экспериментально ситуация может быть реализована при дифракции на тонкой (толщина меньше глубины экстинкции) монокристаллической пленке, нанесенной на подложку из легкого аморфного материала. Нерезонансный случай дифракции рассмотрен на примере рассеяния частиц.

Влияние УЗ колебаний на дифракцию частиц в кристалле. При рассмотрении дифракции частиц задача сводится к решению следующего временного уравнения Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_r + U(\vec{r}, t) \right\} \psi(\vec{r}, t),$$

где $\psi(\vec{r}, t)$ — искомая волновая функция, описывающая состояние рассеянных частиц; m — масса частицы; $U(\vec{r}, t)$ — потенциальная энергия, действующая на частицу в кристалле. Это уравнение решается методом теории возмущений с применением аппарата функции Грина. Для первого приближения теории возмущений решение можно сразу записать в виде

$$\psi(\vec{r}, t) = \psi_0(\vec{r}, t) + \int\int G_0(\vec{r}, t, \vec{r}', t') U(\vec{r}', t') \psi_0(\vec{r}', t') d\vec{r}' dt', \qquad (1)$$

где $\psi_0(\vec{r}, t)$ — волновая функция свободной падающей частицы; $G_0(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$ — временная функция Грина свободной частицы. Пусть на кристалл падает плоская волна с волновым вектором $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ и частотой $\omega = E/\hbar$, где $\vec{p}$ и E — импульс и энергия частицы. Явный вид $G_0(\vec{r}, t, \vec{r}', t')$ известен из квантовой механики [8]. В выражении для потенциальной энергии учитываются характеристики УЗ волны: $U(\vec{r}, t) = \sum_i V(\vec{r} - \vec{R}_i - \vec{a}\cos(\vec{\varkappa}\vec{R}_i - \Omega t + \delta))$, где $\vec{R}_i$ — радиус-вектор отдельного рассеивателя в кристалле; $\vec{a}$, $\vec{\varkappa}$, Ω, δ — амплитуда, волновой век-

тор, частота и начальная фаза УЗ волны. Суммируя по положению ядер и вводя фурье-образ потенциала $V(\vec{q})$, получаем $U(\vec{r}, t) = \frac{1}{V_0}\sum_{n,\vec{\tau}} V(\vec{q}) J_n(\vec{a}\vec{q}) e^{i\vec{q}\vec{r}} e^{in(\Omega t-\delta)}(-i)^n$, где $\vec{q} = -n\vec{\varkappa} - 2\pi\vec{\tau}$; V_0 — объем элементарной ячейки кристалла; $\vec{\tau}$ — вектор обратной решетки; $J_n(\vec{a}\vec{q})$ — функция Бесселя. Производя интегрирование в (1), получаем волновую функцию рассеянных частиц в явном виде. Отметим, что интегрирование по $\vec{r}'$ заменялось интегрированием по $\vec{r}'_\perp$ (в плоскости кристалла) и по z', направленной перпендикулярно к поверхности, что позволило с помощью теории вычетов раздельно найти волновые функции для частиц, распространяющихся перед кристаллом, и для прошедших частиц. Так, например, для отраженных частиц (волновые векторы $\vec{k}_0$ и $\vec{k}_h$ (см. рисунок)) получаем

$$\psi^{\text{отр}}(\vec{r}, t) = \frac{m}{4\pi^2\hbar^2 V_0}\sum_{n,\vec{\tau}} V(\vec{q}) J_n(\vec{a}\vec{q}) \frac{S(\eta_z + f)}{f} e^{-i(\omega - n\Omega)t} e^{i\vec{\xi}\vec{r}} e^{-i\delta n}, \qquad (2)$$

где

$$S(\eta_z + f) = \frac{e^{i(\eta_z+f)\frac{N}{2}h}}{e^{i(\eta_z+f)h/2}} \cdot \frac{\sin\left[(\eta_z + f)\, h\frac{N}{2}\right]}{\sin\left[(\eta_z + f)\frac{h}{2}\right]}; \qquad (2.a)$$

h — расстояние между отражающими кристаллическими плоскостями; N — число этих плоскостей;

$\vec{\xi}\vec{r} = (\vec{\eta}_\perp\vec{r}_\perp, -fz)$; $f = \sqrt{k'^2 - \vec{\eta}_\perp^2}$; $k' = \sqrt{\frac{2m}{\hbar}\left(\frac{E}{\hbar} - n\Omega\right)}$; $\vec{\eta} = \vec{k} - n\vec{\varkappa} - 2\pi\vec{\tau}$. Заметим, что k', $\vec{\eta}$ и, следовательно, f зависят от индекса суммирования n. Интенсивность отраженного волнового поля запишется в виде:

$$I^{\text{отр}} \sim \frac{m^2}{16\pi^4\hbar^4 V_0^2} \sum_{n,n',\vec{\tau},\vec{\tau}'} V(\vec{q}) J_n(\vec{a}\vec{q}) \frac{S(\eta_z + f)}{f} e^{i\vec{\xi}\vec{r}} \times$$

$$\times \left[V(\vec{q}') J_{n'}(\vec{a}\vec{q}') e^{i\vec{\xi}'\vec{r}} \frac{S(\eta'_z + f')}{f'}\right]^* e^{-i(\omega-(n-n')\Omega)t} e^{-i(n-n')\delta}. \qquad (3)$$

Отметим, что аналогичные по форме выражения со своими $\vec{\xi}'\vec{r} = (\vec{\eta}_\perp\vec{r}_\perp, fz)$ и $S(\eta_z - f)$ получаем и для прошедших частиц.

Из выражения (2) или (3) нетрудно видеть, что происходит модуляция волнового поля, описывающего отраженные от кристалла частицы, как по частоте (на это указывает член $\exp[-i(\omega - n\Omega)t]$), так и по направлению ($\exp[i((\vec{k} - n\vec{\varkappa} - 2\pi\vec{\tau})_\perp \vec{r}_\perp)]$). С квантовой точки зрения наличие модуляции волны означает, что пучок частиц, отразившихся от кристалла, обладает целым набором энергий, отличающихся друг от друга на величину, определяемую частотой и импульсом УЗ фонона.

Сравнивая амплитуду несмещенного максимума (она характеризуется функцией Бесселя 0-го порядка) с амплитудой первого сателлита, получаем, что для дифрагированных частиц, отраженных от кристалла (для них $\vec{\varkappa} \ll \vec{\tau}$), эти амплитуды сравнимы и, следовательно, модуляция может наблюдаться при смещении узлов кристаллической решетки под действием УЗ волны порядка 10^{-9}—10^{-10} см, что нетрудно достигнуть экспериментально. Для зеркально отраженных от поверхности кристалла частиц ($\vec{\tau} = 0$) смещения узлов кристаллической решетки должны достигать 10^{-4}—10^{-5} см, что приводит к нарушению структуры са-

мого кристалла и, следовательно, зеркально отраженные частицы не испытывают влияния УЗ колебаний.

Аналогичные результаты получаются для дифрагированных и прошедших частиц (векторы волновых полей $\vec{\varkappa}_h$ и $\vec{\varkappa}_0$ (см. рисунок) соответственно). Оценки проводились для кристалла кремния и УЗ волны частотой порядка 100 МГц.

Влияние УЗ колебаний на дифракцию гамма-квантов в кристалле в условиях резонанса. В отличие от случая дифракции частиц при рассмотрении вопроса о дифракции гамма-квантов надо решать уравнение Максвелла:

$$-\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{E}(\vec{r},\ \omega)+\frac{\omega^2}{c^2}\vec{E}(\vec{r},\omega)=-\frac{4\pi i\omega}{c^2}\vec{j}(\vec{r},\ \omega), \qquad (4)$$

где $\vec{E}(\vec{r},\ \omega)$ — фурье-компонента напряженности электрического поля частоты ω в волне, описывающей резонансный гамма-квант; $\vec{j}(\vec{r},\ \omega)$ — фурье-компонента плотности тока, индуцированного падающим гамма-квантом в кристалле. Ее явный вид получается при решении уравнения Шредингера для ядра, находящегося под воздействием гамма-квантов и УЗ волны [4, 9, 10]. Уравнение (4) решается с помощью функции Грина:

$$E_\alpha(\vec{r},\omega)=\int G(\vec{r},\vec{r}',\ \omega)\frac{i\omega}{c^2}j_\alpha(\vec{r}',\ \omega)\,d\vec{r}', \qquad (5)$$

где $G(\vec{r},\ \vec{r}',\ \omega)$ — фурье-образ временной функции Грина для пустого пространства. Подставляя ток в (5), совершая обратное преобразование Фурье и считая, что на кристалл падает плоская монохроматичная волна с волновым вектором $\vec{k}$ и частотой ω, получаем

$$E_\alpha(\vec{r},\ t)=\frac{1}{8\pi^2c^2V_0\hbar}\sum_{a\,a_0\,s\,n\,n_1\,\vec{\tau}\,\beta}\omega(a_0)\int\int\frac{\Phi_{1n_1s\alpha}(\vec{k})\,\Phi_{2ns\beta}(\vec{k}+2\pi\vec{\tau})}{\omega'+n_1\Omega+\frac{1}{\hbar}(E_{a_0s_0}-E_{as})}\times$$

$$\times\frac{e^{ik'(\vec{r}-\vec{r}')}}{|\vec{r}-\vec{r}'|}e^{-i\omega' t}e^{-i((n_1-n)\vec{\varkappa}+2\pi\vec{\tau})\vec{r}'}e^{i\vec{k}\vec{r}'-i\omega t'}e^{i(\omega'+(n_1-n)\Omega)t'}d\omega'\,dt'\,d\vec{r}'. \qquad (6)$$

Явный вид $\Phi_{1n_1s\alpha}(\vec{k})$, $\Phi_{2ns\beta}(\vec{k}+2\pi\vec{\tau})$ и другие обозначения см. в [4, 9, 10]. Производя интегрирование в (6) с помощью теории вычетов (аналогично нерезонансному случаю), раздельно получаем выражения для компоненты напряженности электрического поля отраженных (волновые векторы $\vec{k}_0$ и $\vec{k}_h$) и прошедших (волновые векторы $\vec{\varkappa}_0$ и $\vec{\varkappa}_h$, см. рисунок) волн. Так, например, для отраженных волн имеем

$$E_\alpha^{\text{отр}}(\vec{r},\ t)=-\frac{1}{8\pi^2c^2V_0\hbar}\sum_{a\,a_0\,snn_1\vec{\tau}\beta}\omega(a_0)\frac{\Phi_{1n_1s\alpha}(\vec{k})\,\Phi_{2ns\beta}(\vec{k}+2\pi\vec{\tau})}{\omega+n\Omega-\omega_0+i\Gamma/2}\times$$

$$\times\frac{S(\eta_z+f)}{f}e^{-i(\omega-(n_1-n)\Omega)t}e^{i\vec{\xi}\vec{r}}, \qquad (7)$$

где $\omega_0=E_a+\varepsilon_s-E_{a_0s_0}$, а $S(\eta_z+f)$ определяется выражением (2.а) для своих η_z и f; $\vec{\xi}\vec{r}=(\vec{\eta}_\perp\vec{r}_\perp,\ -fz)$; $f=\sqrt{k'^2-\vec{\eta}_\perp^2}$; $\vec{\eta}=\vec{k}-(n_1-n)\vec{\varkappa}-2\pi\vec{\tau}$; $k'=\frac{\omega-(n_1-n)\Omega}{c}$. Заметим, что k', $\vec{\eta}$ и, следовательно, f зависят от индексов суммирования n и n_1. Интенсивность отраженного излучения запишется в виде:

$$I^{\text{отр}}(\vec{r},\ t)\sim\frac{1}{64\pi^4c^4V_0^2\hbar^2}\sum_{aa_0snn_1\vec{\tau}\beta}\sum_{a'a_0's'n'n_1'\vec{\tau}'\beta'}\omega(a_0)\frac{S(\eta_z+f)}{f}\times$$

$$\times \frac{\Phi_{1n_1s\alpha}(\vec{k})\Phi_{2ns\beta}(\vec{k}+2\pi\vec{\tau})}{\omega+n\Omega-\omega_0+i\frac{\Gamma}{2}} e^{i\vec{\xi}\vec{r}}\left[\omega(a_0)\frac{S(\eta_z'+f')}{f'}\times\right.$$

$$\left.\times \frac{\Phi_{1n_1's'\alpha'}(\vec{k})\Phi_{2n's'\beta'}(\vec{k}+2\pi\vec{\tau}')}{\omega+n'\Omega-\omega_0+i\Gamma/2} e^{i\vec{\xi}'\vec{r}}\right]^* e^{-i[\omega-((n_1-n)-(n_1'-n'))\Omega]t}. \quad (8)$$

Аналогичные выражения со своими $\vec{\xi}'\vec{r}=(\vec{\eta}_\perp\vec{r}_\perp, fz)$ и $S(\eta_z-f)$ получаем для прошедшего излучения. Как видно из (7) или (8), происходит модуляция отраженного излучения по частоте ($\exp[-i(\omega-(n_1-n)\Omega)t]$) и по направлению ($\exp[i((\vec{k}-(n_1-n)\vec{\varkappa}-2\pi\vec{\tau})_\perp\vec{r}_\perp)]$), что приводит к возникновению сателлитов основной линии ($n\neq n_1$).

Проведенное сравнение амплитуд несмещенного максимума и первого сателлита показывает, что условия проявления модуляции зеркально отраженных и дифрагированных отраженных гамма-квантов совпадают: смещения узлов кристаллической решетки под действием УЗ волны должны быть порядка 10^{-10} см, что достижимо на практике. Эти же условия справедливы для прошедших за кристалл дифрагированных и недифрагированных гамма-квантов.

Таким образом, наблюдается отличие от нерезонансного случая, где модуляция волн, не испытавших дифракции, отсутствует.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В. Г. Барышевского за многочисленные плодотворные обсуждения и дискуссии.

Список литературы

1. Энтин И. Р.// Письма в ЖЭТФ. 1977. Т. 26. № 5. С. 392.
2. Золотоябко Э. В. и др. Обнаружение экстинкционных биений, вызванных ультразвуком при дифракции нейтронов в совершенном монокристалле кремния. Препринт Ин-та физики АН ЛатССР. 1984.
3. Mkrtchyan A. R. et. al.// Phys. Stat. Sol. (b). 1979. V. 92, P. 23.
4. Baryshevsky B. G.// J. Phys. (c). 1985. V. 18. P. 191.
5. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред. Минск, 1976.
6. Marra W. C. et. al.// J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 6927.
7. Golovin A. L., Imamov R. M.// Phys. Stat. Sol. (a). 1983. V. 77. P. K 91.
8. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяния, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., 1971.
9. Барышевский В. Г.// Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1984. № 4. С. 86.
10. Лившиц М. Г., Поликарпов И. В. Резонансное воздействие лазерного излучения на дифракцию мессбауэровских гамма-квантов на тонком молекулярном кристалле / Ред. ж. «Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук». Минск. 1984. Деп. в ВИНИТИ 18.12.84. № 8088-84.

Поступила в редакцию 18.11.85.

УДК 681.3.06+621.372.8

А. Н. КОВАЛЕНКО, И. М. ПОЛЕЩУК

ПРОЕКТИРОВАНИЕ СИСТЕМ «АНТЕННА — РПУ»

Интенсивное развитие радиоэлектроники обусловило широкий интерес к разработке автоматизированных систем проектирования средств радиоэлектронной аппаратуры. Традиционные методы не позволяют осуществить автоматизацию проектирования систем «антенна — радиопрозрачное антенное укрытие» (РПУ) из-за сложности связей и взаимовлияния элементов этих объектов, их слабой структурированности и разобщенности методов их расчета. Для решения подобных задач необходим системный подход. Это диктуется сложностью определения структуры объекта и выделения информационных связей его элементов в результате декомпозиции объекта проектирования.