случаях оказывался неверным даже знак детерминанта, что приводило к появлению ложных энергетических уровней.

При вычислении учитывалось 8 векторов $\mathbf{G}_n$, т. е. размерность матрицы увеличивалась с 18 до 26. Несмотря на то что увеличивается время, затрачиваемое на вычисление детерминанта, экономия, возникающая за счет автоматизации программы, существенно облегчает проведение вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Korringa J. Physica, 1947, **13**, p. 392. [2] Kohn W., Rostoker N. Phys. Rev., 1954, **94**, p. 1111. [3] Segall B., Chen A.-B. Phys. Rev., 1977, **B 16**, p. 2556. [4] Ham F. S., Segall B. Phys. Rev., 1961, **124**, p. 1786. [5] Займан Дж. Вычисление блоховских функций. М.: Мир, 1973.

Поступила в редакцию
04.04.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 2

УДК 548.732

РЕНТГЕНОВСКИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В УСЛОВИЯХ ТРЕХВОЛНОВОЙ ДИФРАКЦИИ

А. В. Андреев, В. Е. Горшков, Ю. А. Ильинский

(кафедра общей физики и волновых процессов; кафедра квантовой радиофизики)

Возможность возбуждения рентгеновских поверхностных волн при двухволновой дифракции была рассмотрена в работе [1]. Поверхностные волны возникают в этом случае при одновременном выполнении условия полного внешнего отражения [2] и условия возникновения в вакууме неоднородной волны (полное внутреннее отражение [3]).

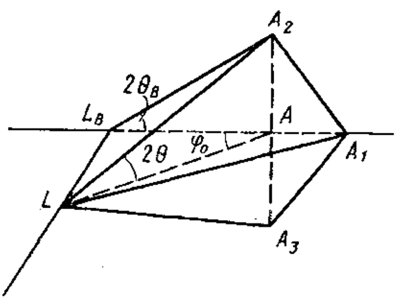

Рис. 1. Геометрия дифракции

В настоящей работе установлена возможность существования рентгеновских поверхностных волн для нескользящих углов падения при трехволновой дифракции, а также проведено обобщение на трехволновой случай результатов работы [1]. Представлены результаты численного расчета интенсивностей дифрагированных и зеркально отраженной волн, а также дисперсионной поверхности кристалла кремния для комбинации отражений $311/\overline{3}11/600$ в случае, когда вектор поляризации падающей волны перпендикулярен плоскости векторов обратной решетки.

Геометрия дифракции аналогична рассмотренной в работе [4] и изображена на рис. 1. Здесь A_i — узлы обратной решетки,

$$|\mathbf{A}_1\mathbf{A}_2| = |\mathbf{A}_1\mathbf{A}_3| = H, \quad |\mathbf{L}_B\mathbf{A}_i| = 1/\lambda_B, \quad |\mathbf{LA}_i| = 1/\lambda = \varkappa = |\boldsymbol{\varkappa}|,$$

где λ_B — длина волны, соответствующая условиям компланарной трехволновой дифракции, а $\varkappa$ — волновой вектор падающей на кристалл плоской волны $\vec{\mathscr{E}}(\mathbf{r}) = \mathbf{e}\mathscr{E}\exp[-2\pi i\boldsymbol{\varkappa}\mathbf{r}]$ ($\mathbf{e}$ — вектор поляризации). В дальнейшем символами $\mathbf{k}_i$ и $\boldsymbol{\varkappa}_i$ будем обозначать волновые векторы волн в кристалле и в вакууме соответственно. Будем также считать, что фурье-компоненты поляризуемости $\chi(\mathbf{r})$ удовлетворяют соотношениям $\chi_{13} = -\chi_{12} = \chi_h$, $\chi_{23} = 0$.

Рассмотрим случай нескользящего падения. Ось Z, перпендикулярная поверхности кристалла, параллельна вектору $\mathbf{A}_2\mathbf{A}_3$, а ось X параллельна вектору $\mathbf{L}_B\mathbf{A}_1$. Волновой вектор падающей волны $\varkappa$ распространяется в направлении узла A_3 и составляет с поверхностью кристалла угол $\psi_1=2\theta+\psi$, а с осью X — угол $\varphi_1=\varphi_0+\varphi$. Область возбуждения в вакууме неоднородной волны определяется из условия

$$\varkappa^2{}_{1z}=\Delta+\varkappa^2{}_z-H^2\cos^2\theta_B\leqslant 0, \tag{1}$$

где $\Delta=H^2\cos 2\theta_B-2\varkappa_x H\sin\theta_B$. Если $|\varphi_0|\ll 1$, а $|k_{1z}|\ll\varkappa$, то решение дисперсионного уравнения имеет вид

$$(k_{1z}^2)_1=a,\ (k_{1z}^2)_2=\frac{1}{c}\left((\Delta-a)^2+\frac{2\beta(\Delta-a)}{a}\right), \tag{2}$$

где $a=\varkappa^2{}_{1z}+\varkappa^2\chi_0$, $c=(2H\cos 2\theta_B)^2$, $\beta=F^2\chi^2{}_h\varkappa^4$, а $F=1$ и $F=\cos 2\theta$ для σ- и π-поляризации падающей волны соответственно.

Из четырех корней, определяемых (2), для полубесконечного кристалла можно оставить только два корня, соответствующие полям, затухающим в глубь кристалла. Выражения для амплитуд дифрагированных наружу кристалла волн $\mathscr{E}_2$ и $\mathscr{E}_1$ имеют в этом случае вид

$$\mathscr{E}_2=\left.\frac{\varepsilon_3-\varepsilon_0}{\varepsilon_2-\varepsilon_0}\right|_{(k_{1z})_2},\quad \mathscr{E}_1=\frac{(k_{1z})_1}{(k_{1z})_1-\varkappa_{1z}}\cdot\left.\frac{\varepsilon_3-\varepsilon_0}{F\chi_h}\right|_{(k_{1z})_2}, \tag{3}$$

где $\varepsilon_i=k_i^2/\varkappa^2$, $\varepsilon_0=1+\chi_0$, а $|\mathscr{E}|=1$. Так как область максимума амплитуды дифрагированных волн можно оценить из условия

$$|\mathrm{Re}(k_{1z})|\leqslant|\mathrm{Im}(k_{1z})|, \tag{4}$$

то при одновременном выполнении условий (1) и (4) в направлении узла A_1 распространяется поверхностная волна, экспоненциально затухающая в вакуум (1) и в глубь кристалла (4). В результате получаем следующие выражения для угловых отклонений ψ и φ на границах области существования поверхностных волн:

$$\psi_{\min}\approx\frac{|\chi_0'|}{\sin 4\theta}=2{,}6'',\quad \varphi_{\min}\approx d\psi_{\min}=-53'',$$

$$\psi_{\max}\approx\psi_{\min}\left(1-2F^2\left|\frac{\chi_h'}{\chi_0'}\right|^2\right)=1{,}8'',\ \varphi_{\max}\approx d\psi_{\max}=-36'', \tag{5}$$

$$d=-\operatorname{tg}2\theta_B/(2\sin^2\theta_B\sin\varphi_0).$$

Здесь численные значения приведены для случая $\lambda=1{,}389$ Å. Кроме того, $\lambda_B=1{,}396$ Å, $\theta_B=25{,}24°$, $\varphi_0=9{,}324°$, $\theta=25{,}05°$. Из (3) и (5) можно получить выражения для максимальной интенсивности поверхностных волн. В частности, для прозрачного кристалла $|\mathscr{E}_{1\max}|^2=4|\chi_h/\chi_0|^2=0{,}64$, а для поглощающего $|\mathscr{E}_{1\max}|^2=0{,}56$. Результаты численного расчета, проведенного с учетом некомпланарности, представлены на рис. 2, где по оси абсцисс отложен угол ψ в секундах, а по оси ординат величины $|\mathscr{E}_2|^2$, $|\mathscr{E}_1|^2$ и $\eta_z=(k'_{1z})_2\cdot 10^5/\varkappa$.

На рис. 2 слева от вертикальной штриховой линии располагается область существования неоднородных волн в вакууме (1). При $\eta_z<0$ волна $\mathbf{k}_1$ дифрагирует по Брэггу, а при $\eta_z>0$ — по Лауэ (рис. 2, *в*).

Пусть теперь плоскость векторов обратной решетки параллельна поверхности кристалла, что соответствует скользящим углам ψ между волновым вектором $\varkappa$ и поверхностью кристалла. В этом случае $\lambda\simeq\lambda_B$,

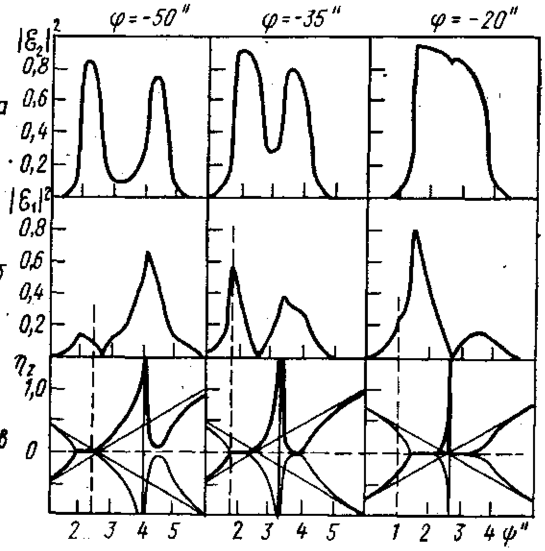

Рис. 2. Интенсивности дифрагированных волн и дисперсионная поверхность, $\lambda=1{,}389$ Å

а азимутальное отклонение φ отсчитывается от оси X, параллельной $\mathbf{L}_B\mathbf{A}_1$. Условия возбуждения в вакууме неоднородных волн имеют вид

$$\varkappa^2_{2z}=\varkappa^2-\varkappa^2_{2x}-\varkappa^2_{2y}=$$
$$=\varkappa^2_z-\Delta'+\delta\leqslant 0, \qquad (6а)$$
$$\varkappa^2_{3z}=\varkappa^2_z-\Delta'-\delta\leqslant 0, \qquad (6б)$$

где $\Delta'=H^2-2H\varkappa_x\sin\theta_B$, $\delta=2\varkappa_y H\cos\theta_B$. Граница полного внешнего отражения для прозрачного кристалла определяется из условия $k^2_{1z}\leqslant 0$, откуда при использовании дисперсионного уравнения получаем

$$a'((\Delta'-a')^2-\delta^2)+$$
$$+2\beta(\Delta'-a')=0, \qquad (7)$$

где $a'=\varkappa_z^2+\chi_0\varkappa^2$. Совместное решение (7) и одного из условий (6) определяет границу области существования поверхностных волн, на которой их амплитуда достигает максимального значения. В результате получаем: $\psi_{max}\approx 8{,}4'$, а $|\varphi_{max}|\approx 0{,}5''$. Результаты численного расчета интенсивностей зеркально отраженной $|\mathcal{E}_1|^2$ и дифрагированных $|\mathcal{E}_2|^2$ и $|\mathcal{E}_3|^2$ волн приведены на рис. 3. Расчет был проведен с учетом поглощения.

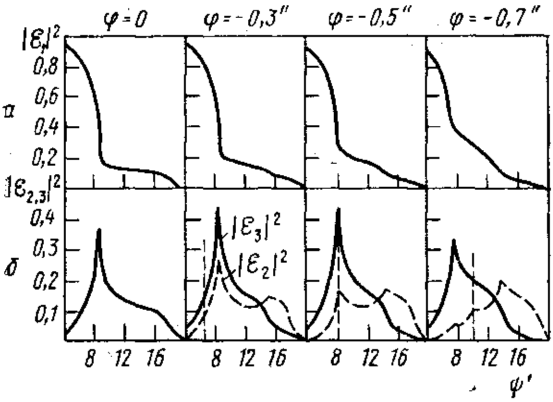

Рис. 3. Интенсивности зеркально отраженной и дифрагированных волн, $\lambda=1{,}396$ Å

Таким образом, мы рассмотрели два варианта возбуждения поверхностных волн при трехволновой дифракции. В отличие от случая двухволновой дифракции [1] оказывается возможным возбуждение поверхностных волн при нескользящих углах падения. Ожидаемая величина максимальной интенсивности поверхностной волны $|\mathcal{E}_1|^2\approx 0{,}56$. Угловая ширина области ее возбуждения в плоскости падения — порядка секунд, а в азимутальной плоскости — порядка десятков секунд. При скользящих углах распространения всех трех волн максимальная интенсивность поверхностной волны примерно равна 0,17. Угловая ширина области ее возбуждения в плоскости падения — порядка десятков секунд, а в азимутальной плоскости — порядка секунд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Андреев А. В., Ковьев Э. К., Матвеев Ю. А., Пономарев Ю. В. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с. 412. [2] Джеймс Р. Оптические принципы дифракции

рентгеновских лучей. М.: ИЛ, 1950. [3] Bedyńska T. Phys. Stat. Sol. (a), 1973, 19, p. 365. [4] Андреев А. В., Горшков В. Е., Ильинский Ю. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1982, 23, № 6, с. 43.

Поступила в редакцию
09.04.84

УДК 621.315.592

НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $Hg_{1-x}Cd_xTe$

Е. В. Богданов, Л. С. Флейшман

(кафедра физики низких температур)

В настоящее время на основе сплавов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) создаются лавинные фотоприемники, в которых при ударной ионизации генерируется электронно-дырочная плазма (ЭДП). Исследования неустойчивостей в плазме этих сплавов приобретают значительный интерес, поскольку они могут заметно влиять на работу лавинных устройств.

В настоящей работе сообщаются результаты изучения вольт-амперных характеристик (ВАХ) и динамики установления сопротивления в полупроводниковых сплавах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с $x=0{,}20$ и $0{,}22$ n-типа при температурах 4,2 и 77 К в отсутствие магнитного поля и в продольных и поперечных магнитных полях $H \leqslant 2$ кЭ. Неориентированные образцы вырезались из массивных монокристаллов, имевших при 4,2 К концентрацию носителей 10^{15} и $4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ для $x=0{,}20$ и $0{,}22$ соответственно. С целью избежать разогрева образцов измерения проводились по импульсной методике с применением генератора на ртутном реле. Запись импульсов, ВАХ и магнитополевых зависимостей проводилась на самописце, подключенном к аналоговым выходам стробоскопического осциллографа.

Качественное сходство результатов, полученных в работе при 77 и 4,2 К, позволяет ограничиться изложением данных, отвечающих 4,2 К; насколько нам известно, при 4,2 К подобные измерения не проводились.

На рис. 1 представлены типичные стационарные ВАХ. При $H=0$ ВАХ (рис. 1, кривые *1*, *2*) имеют характерный для узкощелевых полупроводников вид [1—4]: линейный слабопо-

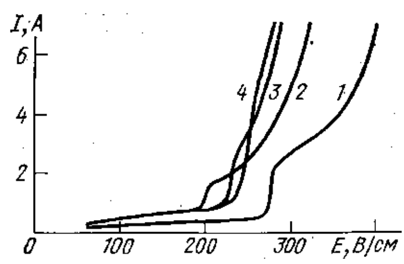

Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образцов $Hg_{0,78}Cd_{0,22}Te$ сечением 0,25×0,30 мм (*1*) и $Hg_{0,80}Cd_{0,20}Te$ сечением 0,23×0,16 мм (*2—4*) при 4,2 К в продольном ($H \| I$) магнитном поле: $H=0$ (*1*, *2*); 592 (*3*) и 1390 (*4*) Э

левой участок сменяется сублинейной зависимостью, вызванной разогревом носителей и преобладанием фононного механизма рассеяния горячих носителей заряда [5] (наблюдавшийся суперлинейный участок, по-видимому, связан с уменьшением эффективности примесного рассеяния при разогреве носителей). Последующее резкое увеличение тока I является следствием пробоя [1—3], что подтверждается резким падением коэффициента Холла в этой области электрических полей E, причем