

УДК 537.533.74
© 1990

ПРИРОДА ДИФРАКЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ

Е. Е. Городничев, С. Л. Дударев

В рамках периодической модели рассеивающих центров малого радиуса найдено аналитическое решение кинетического уравнения для матрицы плотности электронов с учетом упругих столкновений и потерь энергии. Показано, что обнаруженные ранее экспериментально дифракционные аномалии в энергетическом спектре вторичной эмиссии возникают в результате взаимного влияния потерь энергии и многократного упругого рассеяния первичных частиц в объеме мишени. Полученные результаты указывают на различие физических механизмов формирования угловых распределений электронов в низкоэнергетической и высокоэнергетической частях спектра вторичной эмиссии монокристаллов.

В последние годы выполнен ряд работ, посвященных исследованию физики процессов формирования анизотропных угловых распределений рассеянных в кристаллах вторичных электронов [1-6]. В этих работах развиты расчетные методы для количественного описания угловых распределений низкоэнергетической группы вторичных электронов и Оже-электронов, эмитированных монокристаллическими мишенями. В частности, авторами [5, 6] установлено, что максимумы эмиссии Оже-электронов с хорошей точностью соответствуют кристаллографическим направлениям плотной упаковки. Аналогичным образом расположены максимумы углового распределения квазиупруго отраженных электронов [7-9]. Однако в средней части энергетического спектра электронов, обратно рассеянных кристаллом, возникает аномалия — в направлениях плотной упаковки наблюдаются минимумы эмиссии. Такая аномалия впервые была обнаружена в экспериментах Гомоюновой, Пронина и Заславского [10]. До настоящего времени оставалось неясным, связано ли наблюдавшееся в [10] явление с присутствием в спектре какой-либо истинно вторичной компоненты или этот эффект возникает в результате влияния дифракции на транспорт частиц в объеме мишени. Вследствие значительных вычислительных трудностей ответ на вопрос о природе явления в рамках реалистической модели, описывающей анизотропное рассеяние электронов на атомах, до настоящего времени получить не удалось. В работах [11, 12] для решения менее сложной задачи об энергетическом спектре электронов, рассеянных поликристаллической мишенью, было использовано транспортное приближение. Это приближение, которое заключается в замене реальной индикатрисы рассеяния на эффективное изотропное сечение, позволяет получить результат в замкнутом аналитическом виде. Использование аналогичной модели в задаче о многократном рассеянии электронов в кристалле также позволяет провести исследование формы угловых распределений частиц в различных участках энергетического спектра вторичной эмиссии. Найденное ниже аналитическое решение квантового кинетического уравнения для матрицы плотности показывает, что обнаруженная в [10] аномалия возникает в результате взаимного влияния упругого рассеяния первичных электронов на атомах и потерь энергии с возбуждением внутренних степеней свободы

кристалла. В частности, из полученного решения следует закон зависимости величины энергии ϵ_r в спектре вторичных электронов, при которой происходит обращение знака дифракционной анизотропии углового распределения, от полярного угла ϑ_1 вылета частиц из мишени

$$\epsilon_p - \epsilon_r \sim \cos^2 \vartheta_1,$$

который находится в хорошем согласии с данными эксперимента [10].

1. Энергетический спектр обратнорассеянных электронов

Как известно, описание движения электронов в кристалле требует одновременного учета дифракции (т. е. упругого рассеяния) частиц на усредненном периодическом потенциале и многократных неупругих (некогерентных) столкновений с возбуждением внутренних степеней свободы среды. В отсутствие дифракции (т. е. в случае неупорядоченной мишени) для решения задач рассеяния электронов в веществе обычно используют уравнение переноса Больцмана [11, 12]. Квантовомеханическим аналогом уравнения переноса в кристалле является кинетическое уравнение для одночастичной матрицы плотности. Для вывода этого уравнения выделим из точного потенциала взаимодействия электрона со средой $U(\mathbf{r})$ усредненную по термодинамическому равновесию периодическую часть $U_0(\mathbf{r}) = \langle U(\mathbf{r}) \rangle$ и флуктуационное слагаемое $\delta U(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) - U_0(\mathbf{r})$, соответствующее неупругому рассеянию. Для электронов средних энергий $E \geq 500$ эВ длина свободного пробега относительно неупругих столкновений намного превышает характерный пространственный масштаб изменения коррелятора флуктуаций $\langle \delta U(\mathbf{r}) \delta U(\mathbf{r}') \rangle$. Это неравенство позволяет при выводе уравнения для матрицы плотности в рамках примесной диаграммной техники ограничиться лестничным приближением [13]. В результате получим [14]

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \epsilon) = \rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \epsilon) + \int d^3R d^3R' G(\mathbf{r}, \mathbf{R}; \epsilon) G^*(\mathbf{r}', \mathbf{R}'; \epsilon) \times \\ \times \int d\omega \bar{S}(\mathbf{R}', \mathbf{R}; \omega) \rho(\mathbf{R}, \mathbf{R}'; \epsilon + \omega), \quad (1)$$

где $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \epsilon)$ — матрица плотности электрона с фиксированной энергией ϵ ; неоднородный член $\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \epsilon)$ описывает упругорассеянные частицы; $\bar{S}(\mathbf{R}', \mathbf{R}; \omega)$ — структурный фактор неупругих возбуждений кристалла [15] (здесь и далее $\hbar=1$)

$$\bar{S}(\mathbf{R}', \mathbf{R}; \omega) = \sum_{n, n'} \langle n' | \delta U(\mathbf{R}') | n \rangle \frac{1}{Z} \exp(-E_n/T) \times \\ \times \langle n | \delta U(\mathbf{R}) | n' \rangle \delta(\omega + E_{n'} - E_n), \quad (2)$$

где суммирование проводится по собственным состояниям кристалла $|n\rangle$ с энергией E_n ; T — абсолютная температура; $Z = \sum_n \exp(-E_n/T)$.

Входящая в (1) функция Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{R}; \epsilon)$ описывает волновое поле расположенного в точке \mathbf{R} источника

$$\left(\epsilon + \frac{1}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} - U_0(\mathbf{r}) \right) G(\mathbf{r}, \mathbf{R}; \epsilon) - \\ - \int d^3\mathbf{r}' \int d\omega \bar{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \epsilon - \omega) G(\mathbf{r}', \mathbf{R}; \epsilon) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}), \quad (3)$$

где функция $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \epsilon)$ является решением (3) при $\bar{S}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) \equiv 0$, m — масса электрона. Формулы (1)–(3) образуют замкнутую систему уравнений, которая при заданных граничных условиях полностью определяет матрицу плотности $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \epsilon)$ во всех точках пространства $(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$.

Ниже для анализа эффектов взаимного влияния упругих столкновений электрона с атомами кристалла и потерь энергии частиц мы рассмотрим

периодическую модель потенциальных центров малого радиуса. Структурный фактор (2) в рамках этой модели имеет вид

$$S(\mathbf{R}, \mathbf{R}'; \omega) = \frac{\pi n \sigma}{m^2} (g_0 \delta(\omega) + g_1(\omega)) \sum_a \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}_a) \delta(\mathbf{R}' - \mathbf{R}_a), \quad (4)$$

где величина σg_0 равна сечению некогерентного рассеяния на отдельном центре без передачи энергии, $g_1(\omega)$ — спектральная функция потерь в неупругом соударении, а векторы \mathbf{R}_a образуют простую кубическую решетку в полупространстве $z > 0$ с n атомами в единице объема. Описание рассеяния электронов в рамках модели (4) соответствует учету фононового рассеяния и потерь энергии с возбуждением внутренних оболочек атомов кристалла. Картина движения электрона в кристалле зависит от соотношения между величинами g_0 и $\int_0^\infty g_1(\omega) d\omega$. В случае

$$g_0 \gg \int_0^\infty g_1(\omega) d\omega \quad (5)$$

основным каналом рассеяния является соударение с атомом без передачи энергии. В противоположном (5) предельном случае такие столкновения происходят относительно редко и большая часть актов рассеяния электрона в веществе сопровождается потерями энергии. Как показывают приведенные в работе [11] оценки, в задачах вторичной электронной эмиссии чаще выполняется первое из указанных приближений.

Физический интерес представляет решение уравнения (1) с неоднородным слагаемым вида

$$\rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) = \delta(\varepsilon - \varepsilon_p) \rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (6)$$

которое соответствует падающему на кристалл моноэнергетическому потоку частиц с энергией ε_p . Неравенство (5) показывает, что большинство частиц в геометрии обратного рассеяния вылетает из кристалла с энергиями, близкими к начальной ε_p . В этом случае удобно вместо энергии ε ввести переменную $\Delta = \varepsilon_p - \varepsilon$ и переобозначить

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) \rightarrow \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \Delta). \quad (7)$$

Определенная соотношением (7) функция имеет простой смысл: она описывает электроны, потерявшие в процессе своего движения энергию, равную Δ .

С использованием введенных обозначений кинетическое уравнение (1) можно записать в форме

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \Delta) = & \rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \delta(\Delta) + \frac{\pi n \sigma}{m^2} g_0 \sum_a G(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; \varepsilon_p) \times \\ & \times G^*(\mathbf{r}', \mathbf{R}_a; \varepsilon_p) \rho(\mathbf{R}_a, \mathbf{R}_a; \Delta) + \frac{\pi n \sigma}{m^2} \sum_a G(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; \varepsilon_p) \times \\ & \times G^*(\mathbf{r}', \mathbf{R}_a; \varepsilon_p) \int_0^\Delta d\omega g_1(\omega) \rho(\mathbf{R}_a, \mathbf{R}_a; \Delta - \omega), \end{aligned} \quad (8)$$

где в функции Грина учтено приближенное равенство $\varepsilon \approx \varepsilon_p$. Уравнение (8) имеет вид свертки по энергетической переменной Δ . Выполняя преобразование Лапласа

$$\bar{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; s) = \int_0^\infty d\Delta \exp(-s\Delta) \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \Delta), \quad (9)$$

из (8) нетрудно получить

$$\bar{\rho}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \mathbf{s}) = \rho_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \frac{\pi n \sigma}{m^2} (g_0 + \bar{g}_1(\mathbf{s})) \sum_a G(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; \varepsilon_p) \times \\ \times G^*(\mathbf{r}', \mathbf{R}_a; \varepsilon_p) \bar{\rho}(\mathbf{R}_a, \mathbf{R}_a; \mathbf{s}), \quad (10)$$

где

$$\bar{g}_1(\mathbf{s}) = \int_0^\infty d\omega \exp(-s\omega) g_1(\omega).$$

Уравнение (10) совпадает с уравнением транспортной теории рассеяния частиц в кристаллах [16] с точностью до замены альbedo некогерентного рассеяния σ_{in}/σ_r из [16] на комплексный параметр

$$\Omega(\mathbf{s}) = [g_0 + \bar{g}_1(\mathbf{s})] / [g_0 + \bar{g}_1(0)]. \quad (11)$$

В соответствии с обычными условиями эксперимента [8-10] наибольший интерес представляет плотность тока обратнорассеянных частиц $J(\vartheta_1, \varphi_1; \Delta)$, где ϑ_1, φ_1 — полярный и азимутальный углы вылета частиц из мишени, $\cos \vartheta_1 < 0$. Выражение для лапласова образа плотности тока электронов $\bar{J}(\vartheta_1, \varphi_1; \mathbf{s})$, соответствующее граничному условию в виде падающего на кристалл в направлении (ϑ_0, φ_0) широкого моноэнергетического потока частиц, можно получить прямо из формулы (52) работы [16] с использованием указанной выше замены отношения σ_{in}/σ_r на $\Omega(\mathbf{s})$ из (11)

$$\bar{J}(\vartheta_1, \varphi_1; \mathbf{s}) = \frac{\Omega(\mathbf{s})}{4\pi} \sum_{\substack{j=0, 1 \\ j'=0, 1}} [D_j^{(0)} D_{j'}^{(1)}]^2 \frac{v_j^{(0)} v_{j'}^{(1)}}{v_j^{(0)} + v_{j'}^{(1)}} \times \\ \times H(v_j^{(0)}; \Omega(\mathbf{s})) H(v_{j'}^{(1)}; \Omega(\mathbf{s})), \quad (12)$$

$H(\mu, \Omega)$ — функция Чандрасекара [17]

$$H(\mu, \Omega) = \exp \left[-\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\mu d\xi}{1 + \xi^2 \mu^2} \ln \left(1 - \Omega \frac{\arctg \xi}{\xi} \right) \right]. \quad (12a)$$

Формула для плотности тока обратнорассеянных частиц (12) соответствует случаю дифракции падающих и вылетающих из кристалла электронов в геометрии Лауэ, которая обычно реализуется в экспериментах по вторичной электронной эмиссии [8-10]. Используемые в (12) обозначения имеют вид

$$D_{\delta_i}^{(i)} = \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \left[\frac{y_i - 1}{\sqrt{1 + y_i^2}} \right] \right\}, \quad v_{\delta_i}^{(i)} = |\cos \vartheta_i| \left/ \left(1 \pm \frac{1}{\sqrt{1 + y_i^2}} \right) \right., \quad (13)$$

где индексы $i=0, 1$ соответственно относятся к падающим и вылетающим из кристалла частицам, y — параметр отклонения направления движения электрона от точного условия Брэгга. Для анализа влияния дифракционных эффектов на форму энергетического спектра вторичной эмиссии необходимо произвести лапласово обращение выражения (12) по переменной s . Прежде чем приступить к изучению случая $\Delta > 0$, заметим, что предельное значение $\bar{J}(\vartheta_1, \varphi_1; \mathbf{s})$ при $s \rightarrow \infty$ дает угловое распределение частиц, отраженных от кристалла без потери энергии

$$J_{\text{впр}}(\vartheta_1, \varphi_1; \Delta) = \delta(\Delta) \frac{\Omega_0}{4\pi} \sum_{\substack{j=0, 1 \\ j'=0, 1}} [D_j^{(0)} D_{j'}^{(1)}]^2 \times \\ \times \frac{v_j^{(0)} v_{j'}^{(1)}}{v_j^{(0)} + v_{j'}^{(1)}} H(v_j^{(0)}; \Omega_0) H(v_{j'}^{(1)}; \Omega_0), \quad (14)$$

где

$$\Omega_0 = g_0 \left/ \left(g_0 + \int_0^\infty g_1(\omega) d\omega \right) \right.$$

Угловое распределение обратнорассеянных электронов, рассчитанное по формуле (14) с использованием соотношений (12), (13) при $\Omega_0=0.9$, приведено на рисунке, а. В соответствии с результатами наблюдений [8-10] при $\Delta=0$ (т. е. при $\varepsilon=\varepsilon_p$) максимальная интенсивность эмиссии соответствует значениям $y_1 \approx -1$, которые отвечают вылету электронов вблизи кристаллографического направления плотной упаковки.

Обратимся теперь к анализу энергетического спектра потерь энергии в области $\Delta > 0$. Для упрощения вычислений воспользуемся неравенством (5), согласно которому для всех действительных значений s $|\Omega(s)-1| \ll 1$. В этом случае для функции Чандрасекара справедливо асимптотическое равенство (о его выводе см. Приложение)

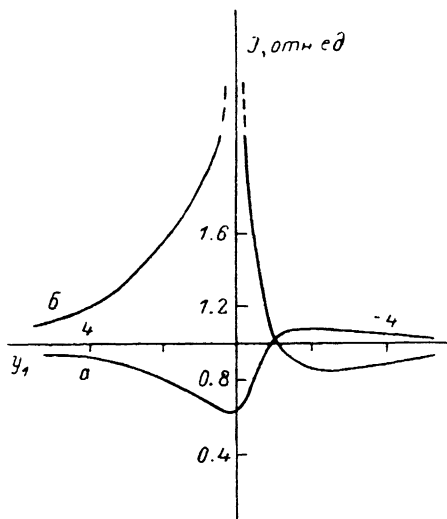
$$H(\mu, \Omega) = H(\mu, 1) / [1 + \mu \sqrt{3(1-\Omega)}], \quad 0 < \mu < \infty. \quad (15)$$

Если интересоваться формой спектра потерь энергии в области значений Δ , не слишком близких к нулю $\Delta > \Delta_0$, где Δ_0 — некоторая конечная положительная величина, можно $\Omega(s)$ из (11) разложить в ряд по s

$$\Omega(s) \approx 1 - \bar{\omega}s + \dots, \quad (16)$$

где

$$\bar{\omega} = \left[\int_0^\infty g_1(\omega) \omega d\omega \right] / g_0.$$



Угловое распределение электронов в различных участках спектра вторичной эмиссии.

a — $\xi=0$, упругорассеянные частицы, $\Omega_0=0.9$; b — $\xi \gg 1$, асимптотика спектра потерь энергии. Значение $y_1=0$ соответствует эмиссии электронов под углом Брэгга к атомным плоскостям кристалла. Значение плотности тока $J(y_1)$ нормировано на интенсивность эмиссии из неупорядоченной мишени того же состава.

Подстановка (15) и (16) в (12) и использование формулы обращения [18] приводит к окончательному выражению для плотности тока обратнорассеянных электронов

$$J(\vartheta_1, \varphi_1; \Delta) = \frac{1}{12\pi\bar{\omega}} \sum_{\substack{j=0,1 \\ j'=0,1}} [D_j^{(0)} D_{j'}^{(1)}]^2 \frac{v_j^{(0)} v_{j'}^{(1)}}{v_j^{(0)} + v_{j'}^{(1)}} \times \\ \times H(v_j^{(0)}; 1) H(v_{j'}^{(1)}; 1) \frac{1}{v_j^{(0)} - v_{j'}^{(1)}} \left\{ \frac{1}{v_{j'}^{(1)}} \exp\left(\frac{\xi}{[v_{j'}^{(1)}]^2}\right) \times \right. \\ \left. \times \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{\xi}}{v_{j'}^{(1)}}\right) - \frac{1}{v_j^{(0)}} \exp\left(\frac{\xi}{[v_j^{(0)}]^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{\xi}}{v_j^{(0)}}\right) \right\}, \quad (17)$$

где обозначено $\xi = \Delta / 3\bar{\omega}$. В соответствии с условиями применимости соотношений (15), (16) формула (17) справедлива лишь в области значений $\Delta > \bar{\omega}$ или, что то же самое, $\xi > 1$. Важно подчеркнуть, что неравенство $\xi > 1$ не эквивалентно требованию разложения (17) в асимптотический ряд по ξ , так как параметры $v_j^{(s)}$ из (13) могут принимать значения, во много раз большие единицы. В пределе $\xi/v^2 \gg 1$ выражение (17) упрощается

$$J(\vartheta_1, \varphi_1; \Delta) = \frac{1}{3\bar{\omega} (4\pi\xi)^{3/2}} \sum_{\substack{j=0,1 \\ j'=0,1}} [D_j^{(0)} D_{j'}^{(1)}]^2 \times \\ \times v_j^{(0)} v_{j'}^{(1)} H(v_j^{(0)}; 1) H(v_{j'}^{(1)}; 1). \quad (18)$$

Рассчитанное по формуле (18) угловое распределение электронов приведено на рисунке, б. В отличие от распределения отраженных частиц (14)

в области спектра $\Delta \gg \bar{\omega}$ максимум эмиссии соответствует значениям параметра $0 \leq y_1 \leq 1$. Другими словами, в достаточно удаленной от начальной энергии ε_p области спектра потерь $\Delta \gg \bar{\omega}$ имеет место эффект обращения знака дифракционной анизотропии углового распределения, т. е. явление, аналогичное наблюдавшемуся в экспериментах [10].

2. Обсуждение результатов

Найденное выше в рамках модели точечных изотропно рассеивающих центров решение кинетического уравнения для матрицы плотности, учитывающее многократное рассеяние и потери энергии частиц в веществе, демонстрирует эффект обращения знака дифракционной анизотропии углового распределения с уменьшением энергии вылетающих из кристалла электронов. Такая энергетическая зависимость анизотропии находится в согласии с данными эксперимента [10]. Подобие теоретической и экспериментальной зависимости позволяет сделать вывод, что эффект обращения знака угловой анизотропии эмиссии по спектру возникает в результате взаимного влияния эффектов упругого некогерентного рассеяния и потерь энергии первичных электронов в кристалле и не связан с какими-либо вторичными процессами.

Для качественного анализа наблюдаемых явлений удобно рассмотреть координатную зависимость спектральной плотности частиц $P(\mathbf{r}, \varepsilon) = \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}; \varepsilon)$, пропорциональной числу электронов, находящихся в единице объема вещества в интервале энергий от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$. В геометрии обратного рассеяния спектральная плотность зависит от координаты z вдоль нормали к поверхности кристалла. При энергиях ε , близких к начальной $\varepsilon \approx \varepsilon_p$, своего максимума величина $P(z, \varepsilon)$ как функция z достигает на границе образца, поскольку потери энергии приводят к быстрому уменьшению плотности потока падающих частиц (с энергией $\varepsilon \approx \varepsilon_p$) по мере их проникновения в глубину мишени. С увеличением $\Delta = \varepsilon_p - \varepsilon$ максимум функции $P(z, \varepsilon)$ по закону соответствия средней величины потерянной энергии среднему пройденному в веществе пути смещается от поверхности в глубину кристалла. В результате, если для $\varepsilon \approx \varepsilon_p$ наибольшего значения выход эмиссии достигал в направлениях «аномального поглощения» ($y_1 \approx -1$, малые глубины выхода), то с понижением энергии максимумы эмиссии смещаются в направления «аномального прохождения» ($y_1 \approx 1$, большие глубины выхода). Именно эта качественная картина и наблюдалась в экспериментах [10].

Таким образом, процессы формирования углового распределения обратнорассеянных электронов в области энергий $\varepsilon \geq 1-2$ кэВ имеют существенно неравновесный характер, что сильно отличает ситуацию в этой области спектра от случая эмиссии низкоэнергетических частиц $\varepsilon \sim \sim 30$ эВ [1-3], где достигается статистическое равновесие между числами заполнения блоховских состояний в объеме кристалла. В связи со сказанным отметим, что изучение дифракционной структуры угловых распределений электронов в разных участках спектра потерь энергии при $\varepsilon \geq 1-2$ кэВ может стать источником информации как о поверхностных, так и об объемных структурных свойствах образца.

Одной из особенностей явления обращения знака анизотропии, обнаруженных в экспериментах [10], является эффект увеличения граничной энергии ε_p , при которой происходит инверсия, с ростом полярного угла вылета частиц из кристалла. Формула (17) позволяет дать этому эффекту простое объяснение. В соответствии с (17) форма спектра зависит от угла вылета в основном как функция отношения $\sqrt{\bar{\varepsilon}}/\nu^{(1)} \sim \sqrt{\Delta}/|\cos \vartheta_1|$. В результате при изменении угла вылета ϑ_1 смещение точки обращения знака анизотропии в спектре вторичной эмиссии приближенно следует формуле

$$\Delta_r = \varepsilon_p - \varepsilon_r \sim \cos^2 \vartheta_1. \quad (19)$$

Интересно отметить, что приведенные в работе [10] данные о зависимости $\epsilon_p(\vartheta_1)$ следуют закону (18) с точностью порядка 15 %.

При сопоставлении решения (17) с данными эксперимента [10] во всем спектре энергий $0 < \epsilon < \epsilon_p$ обращает на себя внимание эффект повторной смены знака анизотропии в области $0 < \epsilon \leq 100 \div 200$ эВ. По-видимому, повторная смена знака является результатом возрастания вклада истинно вторичных частиц и каскадных процессов в эмиссионный спектр в области низких энергий электронов и соответствующего изменения механизма формирования угловых распределений частиц в этой спектральной области [1-3].

В заключение следует отметить, что эффекты взаимного влияния многократных упругих столкновений и потерь энергии частиц в кристаллах сильно проявляются не только в экспериментах по вторичной электронной эмиссии, но и при прохождении быстрых электронов через тонкие кристаллические пленки. Как показывает анализ [14], в экспериментах по прохождению электронов через тонкие кристаллы также можно наблюдать эффект обращения знака анизотропии углового распределения (так называемого контраста Кукучи-картин) вдоль энергетического спектра рассеянных частиц. В частности, исследование энергетической зависимости знака анизотропии может оказаться интересным с точки зрения приложений в задачах спектроскопии характеристических потерь энергии электронов в твердых телах [19, 20].

Как показано выше, возникающие в энергетическом спектре вторичной эмиссии дифракционные аномалии углового распределения электронов возникают в результате взаимного влияния многократного упругого некогерентного рассеяния и потерь энергии первичных частиц в кристалле. Полученные аналитические зависимости (14) и (17) демонстрируют обращение знака анизотропии по спектру при уменьшении энергии вылетающих из кристалла электронов. Указана возможность обнаружения аналогичного явления в экспериментах по прохождению быстрых электронов через тонкие кристаллы.

Авторы признательны М. В. Гомоюновой и И. И. Пронину за предложенную тему работы и полезные обсуждения, а также Д. Б. Rogozкину и М. И. Рязанову за поддержку и ценные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для вывода соотношения (15) из точного интегрального представления (12а) вычислим логарифмическую производную функции Чандрасекара в окрестности $|\Omega - 1| \ll 1$

$$\frac{\partial}{\partial \Omega} \ln H(\mu, \Omega) = \frac{\mu}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{1 + \mu^2 \xi^2} \frac{1}{1 - \Omega (\operatorname{arctg} \xi / \mu)} \frac{\operatorname{arctg} \xi}{\xi}.$$

Раскладывая арктангенс в ряд по степеням ξ и учитывая оба полюса подынтегрального выражения, находим

$$\frac{\partial}{\partial \Omega} \ln H(\mu, \Omega) = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{1-\Omega}} \frac{1}{\left(\frac{1}{\mu} + \sqrt{3}(1-\Omega)\right)}.$$

Интегрирование последнего равенства по Ω в пределах от Ω_0 до 1, где $|\Omega_0 - 1| \ll 1$, дает

$$H(\mu, 1)/H(\mu, \Omega_0) = 1 + \mu \sqrt{3(1-\Omega_0)},$$

что и доказывает справедливость формулы (15) в области $|1 - \Omega_0| \ll 1$.

- [1] Кораблев В. В., Кудиннов Ю. А., Сысоев С. Н. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2648—2654.
- [2] Кораблев В. В., Кудиннов Ю. А., Сысоев С. Н. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 3. С. 702—705.
- [3] Кораблев В. В., Кудиннов Ю. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1602—1604.
- [4] Кораблев В. В. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 7. С. 2196.
- [5] Li H., Tonner V. P. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 8. P. 3959—3963.
- [6] Xu M.-L., van Hove M. A. // Surf. Sci. 1989. V. 207. N 1. P. 215—232.
- [7] Артемьев В. П., Макаров В. В., Петров Н. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 11. С. 3441—3444.
- [8] Гомоюнова М. В., Pronin I. I., Shmulevitch I. A. // Surf. Sci. 1984. V. 139. N 2—3. P. 443—452.
- [9] Гомоюнова М. В., Заславский С. Л., Пронин И. И. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 2. С. 390—395.
- [10] Гомоюнова М. В., Пронин И. И., Заславский С. Л. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 7. С. 2006—2011.
- [11] Тилинин И. С. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. № 4. С. 1291—1305.
- [12] Баграев Н. Т., Гусаров А. И., Машков В. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 2. С. 652—667.
- [13] Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Наука, 1962. § 39.
- [14] Дударев С. Л., Рязанов М. И. // Препринт МИФИ. 1989. № 001-89. 28 с.
- [15] Платцман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975. Гл. 2. № 9.
- [16] Дударев С. Л. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 289—306.
- [17] Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел. М.: Наука, 1969. § 5.4.
- [18] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. С. 810.
- [19] Egerton R. F. Electron energy loss spectroscopy in the electron microscope. N. Y.: Plenum, 1986.
- [20] Гребенщиков В. В., Козловский С. С., Коробочко Ю. С., Минеев В. И., Петроченко А. Ф. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 22. С. 1394—1398.

Московский инженерно-физический институт
Москва

Поступило в Редакцию
22 сентября 1989 г.