



УДК 539.1

*В.В. Дубов, В.В. Кораблев***РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФЛУКТУАЦИОННОМ ПОТЕНЦИАЛЕ ПОЛУПРОВОДНИКА***V.V. Dubov, V.V. Korablev*St. Petersburg State Polytechnical University,
29 Politekhnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia**SLOW ELECTRONS SCATTERING BY FLUCTUATION POTENTIAL OF SEMICONDUCTOR**

В работе рассмотрено рассеяние электронов малых энергий на флуктуационных потенциалах вблизи поверхности полупроводника. Полученные результаты позволяют использовать электронную спектроскопию высокого энергетического разрешения для извлечения информации о строении поверхности полупроводника и особенностях приповерхностного взаимодействия в области малых энергий. Особое внимание уделено случаю высоких температур, при которых возникает асимметрия пика отраженных электронов.

ЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ. КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ. ПОВЕРХНОСТЬ. ПОЛУПРОВОДНИК.

The scattering of low-energy electrons by fluctuation potential near the semiconductor surface is considered. The results obtained can be applied the use of electronic high energy resolution spectroscopy to extract information about the structure of the semiconductor surface and near surface interactions by low energies. Special attention is paid to the case of high temperatures when there is asymmetry of the peak of the reflected electrons.

HIGH RESOLUTION ELECTRON LOSS SPECTROSCOPY. QUASIELASTIC SCATTERING. SURFACE. SEMICONDUCTOR.

В последние годы получила интенсивное развитие электронная спектроскопия малых потерь энергии (или так называемая электронная спектроскопия высокого энергетического разрешения) как один из самых чувствительных корпускулярных методов исследования поверхности и поверхностной области твердых тел. Такие возможности метода определило экспериментально достигнутое исследователями энергетическое разрешение менее 1 мэВ для электронных спектрометров. В первую очередь этот метод используется для исследования поверхностей кристаллов, процессов адсорбции [1 – 4], фононных спектров [4 – 5]. Предлагаемое в настоящей статье развитие этого метода

позволяет его использовать для детального исследования свойств и электронного строения приповерхностной области полупроводников.

При взаимодействии с веществом достаточно медленных (с энергией не более десятков электронвольт) электронов существенны процессы неупругого рассеяния, в которых энергия частиц меняется на величину от значения менее 1 мэВ до 100 мэВ. Такие малые потери энергии определяются спектром низкоэнергетических элементарных возбуждений в веществе, они чувствительны к температуре и обычно являются результатом кратного рассеяния. Эти малые потери энергии происходят, например, при взаимодействии с адсорбированными молеку-

лами, тонкими металлическими пленками, поверхностными атомами и со многими иными поверхностными либо приповерхностными образованиями, а также с полупроводниками. При движении электронов внутри объема твердого тела малые потери энергии могут происходить при рассеянии частиц на отдельных атомах. В случае полупроводников малые потери энергии обусловлены существованием низкоэнергетичных (от величин менее 0,1 мэВ) колебаний в веществе, в частности плазменных колебаний. Определяющую роль в таких взаимодействиях со стороны кристалла играют поверхностные электроны. Мы будем рассматривать отражение внешних электронов от полубесконечных кристаллов. Внешние электроны могут рассеяться неупруго внутри кристалла в приповерхностном слое толщины l_p , равной глубине проникновения первичной частицы в вещество, а могут испытывать акт неупругого рассеяния, находясь вне твердого тела. В рассматриваемом диапазоне энергий электронов внутри кристалла они двигаются в области значений толщины порядка 10 \AA и при этом могут испытывать, наряду с упругими, всевозможные неупругие соударения. Внешний электрон будет взаимодействовать с другими частицами и полями при его движении внутри твердого тела, но он будет также испытывать взаимодействие с плазменными возбуждениями и вне кристалла: при подлете к твердому телу, а также при движении после отражения от кристалла. Величина такого взаимодействия будет малой — не более нескольких миллиэлектронвольт. Однако это поле распространяется на большие расстояния от поверхности кристалла [6]. Будет реализовываться ситуация, когда внешние электроны в течение довольно длительного времени пролета области внешнего протяженного потенциала взаимодействуют со слабым кулоновским полем, двигаясь вне среды. Это приводит к кратным потерям энергии рассматриваемых частиц. Область такого взаимодействия вне твердого тела существенно больше величины l_p . Протяженное поле определяется флуктуациями плотности электрического заряда в кристалле — отклонениями плотности заряда от равновесного значения.

Вследствие общей электронейтральности системы это поле имеет дипольный характер. Эффекты запаздывания поля электромагнитных флуктуаций можно не учитывать; это происходит вследствие выполнения условия $cq_{\parallel} \gg \omega$, где c — скорость света, q_{\parallel} — тангенциальная компонента волнового вектора, переданного кристаллу электроном, потерявшим энергию $\hbar\omega$. Существенный вклад в вероятность неупругого рассеяния такой потенциал вносит при малых значениях q_{\parallel} . При этом рассеяние на нем происходит в большой области пространства протяженности q_{\parallel}^{-1} вдоль оси z , нормальной к поверхности твердого тела. И для описания такого рассеяния необходимо учитывать процессы на расстояниях q_{\parallel}^{-1} от поверхности кристалла. Отметим, что обычно исследователи интересовались либо непосредственно поверхностью, либо очень тонкой областью вблизи нее [7].

Целью представленной работы является установление общих закономерностей рассеяния медленных электронов на протяженном флуктуационном потенциале. Это позволяет использовать методы электронной спектроскопии высокого энергетического разрешения в качестве инструмента для исследования как свойств и характеристик твердого тела, так и особенностей движения медленных электронов вблизи поверхности полупроводникового кристалла.

Рассеяние электронов вблизи поверхности

Взаимодействие электронов с кристаллом описывается временным уравнением Шредингера с потенциалом $\hat{U}(\mathbf{r}, t)$. Интересующая нас часть $\hat{U}(\mathbf{r}, t)$ содержит протяженный потенциал $e\phi(\mathbf{r}, t)$ и потенциал $U_{bs}(\mathbf{r})$, на котором в основном идет упругое рассеяние на большие углы. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния электронов вблизи поверхности твердого тела можно выразить через средний квадрат флуктуационной части функции Грина [8]:

$$\frac{d\sigma}{dE_f d\Omega_f} = \frac{m}{(2\pi\hbar)^3} \frac{k_f}{k_i} \lim_{t' \rightarrow t} \frac{\partial}{\partial t'} \left\langle \left| \hat{G}(t', \mathbf{k}_f; t, \mathbf{k}_i) \right|^2 \right\rangle,$$



где E_i, \mathbf{k}_i и E_f, \mathbf{k}_f – энергии и волновые векторы электрона соответственно до и после рассеяния его твердым телом.

Усреднение проводится по ансамблю Гиббса, соответствующему температуре, при которой находится кристалл. Входящий в приведенную формулу квадрат модуля выражается через двухчастичную функцию Грина [9]:

$$G_{12}(t_1, \mathbf{k}_1; t_2, \mathbf{k}_2; t_1, \mathbf{k}'_1; t_2, \mathbf{k}'_2) = \langle \hat{G}_1(t_1, \mathbf{k}_1; t_1, \mathbf{k}'_1) \hat{G}_2^*(t_2, \mathbf{k}_2; t_2, \mathbf{k}'_2) \rangle.$$

Из всех групп вторичных электронов нас будут интересовать только группы электронов, потерявших малую энергию при взаимодействии с протяженным потенциалом $\varphi(\mathbf{r}, t)$. Такие изменения в одном элементарном акте рассеяния составляют величину от 0,1 мэВ. Упругое отражение медленных электронов происходит в основном на потенциале U_{bs} [6]. Это связано с тем, что упругое рассеяние электронов рассматриваемых энергий на большие углы за счет одного только дифракционного рассеяния весьма маловероятно. Фактически процесс упругого рассеяния электронов назад, обуславливающий проявление как ориентационных эффектов на угловых зависимостях интенсивностей, так и особенностей энергетических спектров отраженных частиц, может быть рассмотрен двухступенчато. Вначале проникающие в твердое тело электроны испытывают дифракционное рассеяние вперед на плоскостях, составляющих малый угол с направлением распространения падающих на кристалл электронов (так называемая дифракция Лауэ). Обычно считается, что эти плоскости расположены нормально к поверхности кристалла (при углах падения, не слишком отличающихся от нормального). Затем внешние электроны испытывают акт упругого некогерентного рассеяния на большой угол.

Вероятность этого некогерентного рассеяния обусловлена характером пространственного распределения дифрагирующих электронов. Это распределение зависит, конечно, от угла падения первичных электронов на поверхность кристалла и от их энергий. При некоторых значениях этих параметров квадрат модуля волновой функции дифрагирующих электронов

может оказаться максимален в плоскости расположения атомных ядер. По существующим представлениям это должно приводить к увеличению некогерентного рассеяния электронов на большие углы и, следовательно, к увеличению коэффициента отражения.

Преимущественная локализация электронов (при других значениях углов и энергий) в межплоскостном пространстве должна, следовательно, сопровождаться уменьшением коэффициента упругого отражения. При этом может уменьшаться и вероятность выхода из кристалла неупругорассеянных электронов, что в совокупности приводит к явлению аномального прохождения электронов.

В то же время, имеется возможность учесть влияние неупругих каналов рассеяния, не связанных с рассеянием на протяженном потенциале, в приближении оптического потенциала [10]. Рассеяние на протяженном потенциале с малыми потерями энергии в одном элементарном акте рассеяния можно рассматривать в первом (борновском) приближении, а рассеяние на U_{bs} удастся учесть точно. Последнее следует делать, в частности, вследствие некорректности описания такого рассеяния в борновском приближении. При этом можно использовать модель последовательных столкновений [11].

Упругое рассеяние на атомах кристаллической решетки происходит на потенциале, который можно представить в модельной форме в виде двух слагаемых: одно из них определяет формирование дифракционного волнового поля электрона, проникающего в кристалл, а другое отвечает за рассеяние электронов на большие углы. При рассматриваемых энергиях электронов дифракционное поле формируется, в основном, потенциалом, зависящим от тангенциальной (по отношению к поверхности твердого тела) координаты. Вся зависимость полного потенциала, отвечающего за упругое рассеяние частицы, будет сосредотачиваться во втором слагаемом потенциала – U_{bs} , что и определяет его исключительную роль в рассеянии электронов на большие углы.

Поскольку рассеяние электронов на большие углы в исследуемом диапазоне энергий нельзя рассматривать в борновском приближении, функция Грина этого процесса должна

зависеть от U_{bs} . В нулевом по U_{bs} приближении в координатном представлении эта функция Грина имеет обычный вид:

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = -\frac{1}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} e^{i\sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}.$$

Поправка первого приближения к функции Грина, написанной в импульсном представлении, имеет вид

$$G_0(\mathbf{p})U_{bs}(\mathbf{p}-\mathbf{p}')G_0(\mathbf{p}') = G_0(\mathbf{p})G_0(\mathbf{p}')u(\mathbf{p}-\mathbf{p}')S(\mathbf{p}-\mathbf{p}'),$$

где функция

$$S(\mathbf{p}-\mathbf{p}') = \sum_l \exp[-i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\mathbf{R}_l] = \prod_{\alpha} \frac{1 - \exp[-i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\mathbf{a}_{\alpha}N_{\alpha}]}{1 - \exp[-i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\mathbf{a}_{\alpha}]}$$

Здесь α пробегает три значения, \mathbf{a}_{α} – вектор трансляции атомов решетки в α -направлении, N_{α} – число атомов решетки твердого тела в направлении вектора трансляции \mathbf{a}_{α} , $u(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$ – Фурье-образ потенциала одного отдельного атома.

Следующее приближение дает

$$\int \frac{d^3 p''}{(2\pi)^3} G_0(\mathbf{p}) G_0(\mathbf{p}') G_0(\mathbf{p}'') \times U_{bs}(\mathbf{p}''-\mathbf{p}') U_{bs}(\mathbf{p}-\mathbf{p}'') = G_0(\mathbf{p}) \times G_0(\mathbf{p}') \int \frac{d^3 p''}{(2\pi)^3} G_0(\mathbf{p}'') \times u(\mathbf{p}''-\mathbf{p}') \times u(\mathbf{p}-\mathbf{p}'') \times \left\{ S(\mathbf{p}-\mathbf{p}') + \sum_{l,l'} \exp\{-i[(\mathbf{p}-\mathbf{p}'')\mathbf{R}_l + (\mathbf{p}''-\mathbf{p}')\mathbf{R}_{l'}]\} \right\}.$$

Первое слагаемое в фигурных скобках описывает двукратное рассеяние на одном о том же атоме, второе – рассеяние электронов на двух различных атомах.

Вклад последнего члена меньше, чем вклад слагаемого, содержащего функцию S . Это связано с тем, что $S(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$ не налагает никаких огра-

ничений на область интегрирования по \mathbf{p}'' . Поэтому при переходе к координатному представлению функции Грина $G_0(\mathbf{p}'')$ будет соответствовать функция Грина от малой разности координат. Физически это связано с тем, что между двумя рассеяниями на одном атоме электрон проходит совсем небольшой путь, фактически не выходя за пределы рассеивающего атома.

В слагаемое с суммой вида $\sum_{l,l'}$ импульс \mathbf{p}'' входит таким образом, что интеграл по \mathbf{p}'' значителен, если только $|\mathbf{p}''|$ мало (при произвольных углах между \mathbf{p}'' и \mathbf{a}_{α}) или мала область возможных углов при большом интервале значений модуля $|\mathbf{p}''|$. Поэтому после перехода к координатному представлению соответствующая длина будет большой. Это соответствует тому, что электрон должен пройти значительное расстояние от одного атома до другого.

Поскольку в G_0 -функции фактически содержится затухание, обусловленное неупругими, например, процессами, внутренняя функция G_0 вносит в этом случае в функцию $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E)$ добавочную малость. Далее вкладом таких слагаемых будем пренебрегать.

В итоге получаем следующее уравнения для функции Грина рассматриваемого процесса:

$$G(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = G_0(\mathbf{p})\delta(\mathbf{p}-\mathbf{p}') + \int \frac{d^3 p''}{(2\pi)^3} \times G_0(\mathbf{p})u(\mathbf{p}-\mathbf{p}'')S(\mathbf{p}-\mathbf{p}')G_u(\mathbf{p}'', \mathbf{p}').$$

Эта функция G , таким образом, точно описывает взаимодействие электрона с каждым отдельным атомом, но не учитывает кратные столкновения, связанные с рассеянием на большие углы, на различных атомах. Здесь G_u – функция Грина электрона, точно описывающая взаимодействие с одним единственным атомом, находящимся в начале координат. Такая функция удовлетворяет обычному уравнению Дайсона:

$$G_u(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = G_0(\mathbf{p})\delta(\mathbf{p}-\mathbf{p}') + \int \frac{d^3 p''}{(2\pi)^3} G_0(\mathbf{p})u(\mathbf{p}-\mathbf{p}'')G_u(\mathbf{p}'', \mathbf{p}').$$

Два последних уравнения для функций Грина могут быть решены в случае упругого рассе-



яния электронов рассматриваемого диапазона энергий на атомах кристаллической решетки.

Решение этих уравнений позволяет записывать конкретный вид волновой функции электронов, испытавших упругое рассеяние назад на большой угол в рассматриваемом диапазоне энергий, в аналитическом, удобном для детального анализа, виде:

$$\begin{aligned} \psi_{bs}(\mathbf{r}) = & \frac{2m}{\hbar^2} \sum_l \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}} \times \\ & \times G_0(\mathbf{p}) \int d^3 r' \psi_i(\mathbf{r}') u(\mathbf{r}' - \mathbf{R}_l) \times \\ & \times \left\{ e^{-i\mathbf{p}\mathbf{r}'} + \int \frac{d^3 p''}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} u(\mathbf{p} - \mathbf{p}'') \times \right. \\ & \left. \times S(\mathbf{p} - \mathbf{p}') G_u(\mathbf{p}'', \mathbf{p}') e^{-i\mathbf{p}''\mathbf{r}'} \right\}. \end{aligned}$$

Эта функция имеет вид суммы двух членов, первый из которых описывает рассеяние дифрагирующих электронов на большие углы в борновском приближении, второй дополняет борновское решение до точного решения. Зависимость первого слагаемого от радиус-вектора совершенно ясна и соответствует координатной зависимости функции Грина, взятой в нулевом приближении.

Второе слагаемое имеет более сложную координатную зависимость, но асимптотическое поведение этого слагаемого при больших значениях радиус-вектора может быть установлено при достаточно общих предположениях о виде атомного потенциала. А именно это асимптотическое поведение волновой функции отраженного от кристалла электрона и определяет интенсивности регистрируемых при экспериментальных наблюдениях электронов.

Знание конкретного вида приведенной волновой функции наряду с записью полученных ниже результатов для интенсивностей отраженных от кристаллических твердых тел электронов после рассеяния на протяженном флуктуационном потенциале позволяет более четко идентифицировать и выделять различные группы частиц при анализе экспериментальных спектров отраженных электронов.

Приведенное выражение для волновой функции описывает отраженные от твердого тела электроны в упомянутой выше модели последовательных соударений. Далее мы более

точно запишем интенсивности отраженных от кристаллических сред электронов рассматриваемого диапазона энергий в случае малых потерь энергии частиц.

Квазиупругое отражение электронов

Квазиупругое рассеяние электронов удобно рассматривать в рамках предложенной ранее диаграммной техники [11], которая использует подход, аналогичный рассматриваемому в работах Дьюка и Лармора [12, 13], и является развитием метода Бома и Пайнса [14] для случая полубесконечного кристалла. При этом внутренней электронной линии ставим в соответствие энергию E , волновой вектор \mathbf{k} , функцию Грина

$$\begin{aligned} G_R = G_R(\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}_{\parallel}, \mathbf{k}_{\perp}, E) = \\ = \left[E - \frac{\hbar^2}{2m} (\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}_{\parallel})^2 - \Sigma(\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}_{\parallel}, \mathbf{k}_{\perp}, E) \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Здесь массовый оператор Σ можно вычислять в приближении оптического потенциала [15]. Точному (неборновскому) учету рассеяния на большой угол ставится в соответствие величина $e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_a} t(\mathbf{q}, E)$, где $\mathbf{q} = \mathbf{k}_{in} - \mathbf{k}_{out}$ — разность входящего и выходящего волновых векторов, t — точная неборновская амплитуда упругого рассеяния на атомном остове на большой угол.

Бозонной линии ставится в соответствие величина

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{i\omega\tau} e^{-iq_z z + iq'_z z'} \times \\ \times \left\langle \delta\bar{U}^+(\mathbf{q}_{\parallel}, z', t + \tau) \delta\bar{U}(\mathbf{q}_{\parallel}, z, t) \right\rangle_T. \end{aligned}$$

В этом случае получаем следующее выражение для сечения рассматриваемого процесса:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE_f d\Omega_f} = & \alpha |t(E)|^2 \frac{k_f}{k_i} \times \\ & \times \frac{q_{\parallel}^2}{(q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau e^{i\omega\tau} e^{q_{\parallel}(z+z')} \times \\ & \times \left\langle \delta\bar{U}^+(\mathbf{k}_{f\parallel} - \mathbf{k}_{i\parallel}, z', t + \tau) \times \right. \\ & \left. \times \delta\bar{U}(\mathbf{k}_{i\parallel} - \mathbf{k}_{f\parallel}, z, t) \right\rangle_T \end{aligned}$$

(подынтегральное выражение в силу пространственной зависимости протяженного потенциала не зависит от Z). Здесь \mathbf{q} есть волновой вектор, переданный электроном при неупругом рассеянии на потенциале $\delta\bar{U} = e\varphi(\mathbf{r}, t)$, α – постоянная.

Интеграл в записанном для сечения выражении определяется величиной корреляторов электрических полей в среде:

$$\langle E_i(\mathbf{r}, t) E_k(\mathbf{r}', t') \rangle_T,$$

которые связаны с функцией Грина электромагнитного поля [15].

Точное вычисление сечения в общем виде сложно. Возможны два пути дальнейшего рассмотрения интересующей нас проблемы вычисления искомого сечения. Во-первых, современные компьютерные средства позволяют численно вычислять зависимости сечения, а следовательно, и спектры отраженных электронов. Во-вторых, в некоторых случаях это выражение можно записать в аналитическом виде для простых, но достаточно общих моделей.

Мы рассматриваем взаимодействие электрона с полубесконечным кристаллом. В случае кристалла полупроводника вблизи поверхности обычно образуется слой, обедненный свободными носителями заряда с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_s(\omega)$, отличной от объемной $\varepsilon_b(\omega)$.

Диэлектрическая проницаемость таких систем известна, и в интересующем нас случае она достаточно корректно может быть записана в следующем виде:

$$\varepsilon(q_{\parallel}, \omega) = \varepsilon_s(\omega) \times \frac{\varepsilon_b(\omega) \operatorname{ch} q_{\parallel} d + \varepsilon_s(\omega) \operatorname{sh} q_{\parallel} d}{\varepsilon_b(\omega) \operatorname{sh} q_{\parallel} d + \varepsilon_s(\omega) \operatorname{ch} q_{\parallel} d},$$

где d – толщина обедненного слоя.

Тогда сечение рассматриваемого процесса можно вычислить аналитически и записать выражение для интенсивности отражения электронов от кристалла в телесный угол $d\Omega$ с потерей энергии $\hbar\omega$. Следует помнить, что мы получили формулы, учитывающие однократное рассеяние на протяженном флуктуационном потенциале. Если тепловые множители в этих зависимостях достаточно велики, то будут су-

щественны потери многократные. Вероятность многократного неупругого рассеяния $W(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$ связана [11] с вероятностью однократного рассеяния $W_s(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$ следующим образом:

$$W(\omega) = \int dt e^{i\omega t} \exp \left\{ \int_0^{\infty} d\omega' W_s(\omega') \times \right. \\ \left. \times \left[[n(\omega') + 1] [e^{i\omega' t} - 1] + n(\omega') [e^{-i\omega' t} - 1] \right] \right\}.$$

Величина $W_s(\omega)$ получается из $W_s(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)$ интегрированием по величине телесного угла $d\Omega_f$. При этом необходимо учитывать геометрию процесса рассеяния. Полученные формулы для сечений и интенсивностей описывают энергетический спектр электронов, отраженных от твердых тел с малыми изменениями энергии.

Когда изменения энергии составляют величины (от десятых долей до десятков миллиэлектронвольт) меньшие или порядка тепловой энергии kT , то рассматриваемое неупругое рассеяние проявляется обычно в виде уширения пика упругоотраженных электронов. Исходное, близкое к гауссовскому, энергетическое распределение электронов в результате неупругого рассеяния трансформируется в распределение, описываемое зависимостью $W(\omega)$. Вследствие малости изменений энергии такое рассеяние принято называть квазиупругим. Важной характеристикой спектра квазиупруго отраженных электронов является полуширина кривой зависимости $W(\omega)$. Ее значение соответствует энергетической полуширине пика электронов, отраженных от кристалла в направлении вблизи зеркального.

Особые картины наблюдаются, когда в качестве кристалла, от которого отражаются электроны, мы будем использовать легированные полупроводники. Было детально рассмотрено взаимодействие электронов энергии порядка 10 эВ с полубесконечными полупроводниковыми кристаллами, легированным донорами различной концентрации. В зависимости от значений параметров, в том числе от степени легирования, изменяются характеристики рассеяния электронов протяженным потенциалом, что отражается на виде спектров. Формулы, полученные нами в результате квантовомеха-



нического рассмотрения и приведенные выше в представленной работе, позволяют анализировать и сравнивать спектры с различными параметрами и характеристиками, записанные как в аналитических приближениях различной степени точности, так и полученные численно с помощью компьютерных расчетов. Наиболее информативными оказываются спектры при малой кратности потерь энергии электроном в результате рассеяния на протяженном флуктуационном потенциале. В частности, по форме энергетического спектра отраженных электронов, особенно по его асимметрии, можно извлекать информацию о характеристиках электронов приповерхностных зон исследуемых полупроводниковых кристаллов. Можно не только определять вид электронной поверхностной зоны, ответственной за формирование

протяженного потенциала, но и извлекать информацию о конкретных законах дисперсии электронов поверхностных зон исследуемого кристалла. Асимметричное уширение пика квазиупруго отраженных электронов при обычных параметрах полупроводниковых кристаллов и степенях легирования порядка $N_d \propto 10^{16} \text{ см}^{-3}$ начинает проявляться уже при температурах образцов около 500 К, что существенно упрощает доступность проведения экспериментов.

Проведенное теоретическое рассмотрение позволяет использовать электронную спектроскопию высокого энергетического разрешения как инструмент для детального изучения процессов и характеристик поверхности и приповерхностной области полупроводниковых кристаллов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Оура, К.** Введение в физику поверхности [Текст] / К. Оура, В.Г. Лифшиц, А.А. Саранин [и др]; Под ред. В.И. Сергиенко. – М.: Наука, 2006. – 490 с.
2. **Stietz, F.** High-resolution study of dipole-active vibrations at the Ag(110)($n \times 1$)O surface [Text] / F. Stietz, A. Pantfoerder, J. Schaefer [et al.] // Surf. Sci. – 1994. – Vol. 318. – P. L1201 – L1205.
3. **Mills, D.L.** The scattering of low energy electrons by electric field fluctuations near crystal surfaces [Text] / D.L. Mills // Surf. Sci. – 1975. – Vol.48. – P. 59 – 79.
4. **Andersson, S.** Inelastic electron scattering by a collective vibrational mode of adsorbed CO [Text] / S. Andersson, B.N. Persson // Phys. Rev. Lett. – 1980. – Vol. 45. – P. 1421–1424.
5. **Kelly, M.K.** Direct picture local electronic structure during the Si(111) 7×7 – Al Schottky barrier formation process [Text] / M.K. Kelly, G. Magaritondo, L. Papagno, G.J. Lapeyre // Phys. Rev. – 1986. – Vol. B34. – P. 6011–6013.
6. **Wallis, R.F.** Progress in surface science [Text] / R.F. Wallis // N.Y.: Pergamon Press, 1974. – Vol. 4. – 233 p.
7. **Dubois, L.H.** Inelastic scattering of electrons from ionic crystals with a highly conducting overlayer [Text] / L.H. Dubois, G.P. Schwartz, R.E. Camley, D.L. Mills // Phys. Rev. – 1984. – Vol. B29. – P. 3208 – 3216.
8. **Кухаренко, Ю.А.** К теории рассеяния медленных электронов в твердых телах [Текст] / Ю.А. Кухаренко // ДАН СССР. – 1978. – Vol. 243. – P. 321–322.
9. **Румянцев, В.В.** Влияние кристаллической структуры твердого тела на упругое отражение электронов промежуточных энергий [Текст] / В.В. Румянцев, В.В. Кораблев, В.В. Дубов, Ю.А. Морозов // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1982. – Vol. 46. – P. 1336–1341.
10. **Slater, J.C.** Damped electron waves in crystals [Text] / J.C. Slater // Phys. Rev. – 1937. – Vol. 51. – P. 840 – 846.
11. **Дубов, В.В.** Взаимодействие электронов промежуточных энергий с приповерхностной областью твердых тел [Текст] / В.В. Дубов. – СПб.: Изд-во СПбГТУ, 2002. – 157 с.
12. **Duke, C.B.** Effect of lattice vibration in a multiple-scattering description of low-energy electron diffraction. I. Formal perturbation theory [Text] / C.B. Duke, G.E. Laramore // Phys. Rev. – 1970. – Vol. B2. – P. 4765 – 4795.
13. **Duke, C.B.** Quantum field theory of inelastic diffraction. I. Low-order perturbation theory [Text] / C.B. Duke, G.E. Laramore // Phys. Rev. – 1971. – Vol. B3. – P. 3183 – 3197.
14. **Bohm, D.** A collective description of electron interactions. I. Magnetic interactions [Text] / D. Bohm, D.A. Pines // Phys. Rev. – 1951. – Vol. 82. – P. 625–634.
15. **Абрикосов, А.А.** Методы квантовой теории поля в статистической физике [Текст] / А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. – М.: ГИФМЛ, 1962. – 444 с.

ДУБОВ Виктор Викторович — доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической физики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.
195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
vicvicdub@mail.ru

КОРАБЛЕВ Вадим Васильевич — доктор физико-математических наук, профессор кафедры физической электроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.
195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29