

АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ ФОТОИНЖЕКТИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В АМОРФНОЙ ПЛЕНКЕ

В.А.Гриценко, К.П.Могильников, А.В.Ржанов

Экспериментально обнаружено аномально сильное рассеяние фотоинжектированных электронов в аморфной пленке. На расстоянии $L \approx 5 \text{ \AA}$ электрон теряет избыточную энергию $\sim 1 \text{ эв}$. Этот результат указывает на необходимость развития квантово-механических представлений о процессах фотоэмиссии в разупорядоченные среды.

Отсутствие дальнего порядка в аморфных пленках приводит к сильному рассеянию электронов, вследствие чего сигналы кинетических эффектов, позволяющих определить длину пробега, являются неизмеримо малыми. Величину длины пробега электронов в аморфных пленках можно определить в экспериментах по рассеянию фотоинжектированных электронов на пути до максимума потенциала силы изображения. Величина квантового выхода фотоэмиссии экспоненциально зависит от расстояния X_m между максимумом потенциала силы изображения и границей раздела эмиттер-диэлектрик [1]:

$$J = A(h\nu)(h\nu - \Phi_0 + \beta_m \sqrt{E})^K \exp\left(-\frac{X_m}{L}\right) = J_0 \exp\left(-\frac{X_m}{L}\right); \quad X_m = \frac{\beta_m}{2\sqrt{E}}. \quad (1)$$

Здесь $\beta_m = \sqrt{q^3/4\pi\epsilon\epsilon_0}$ — постоянная Шоттки, ϵ — оптическая диэлектрическая проницаемость, E — напряженность электрического поля в диэлектрике, K — параметр, величина которого зависит от механизма рассеяния в эмиттере [2].

Нами были осуществлены эксперименты по определению длины свободного пробега электронов в аморфных пленках оксинитрида кремния ($\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$), близкого по составу к SiO_2 . Содержание азота по данным рентгеноспектрального анализа составляет $\sim 5 \text{ ат.}\%$, что соответствует объемной концентрации азота $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. На рис. 1 представлена зависимость квантового выхода фотоэмиссии от величины, пропорциональной значению X_m для исследованных пленок $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$ и для SiO_2 . Из данных на рис. 1 было найдено значение $L = 5$ и 35 \AA для $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$ и SiO_2 соответственно. Последнее значение хорошо согласуется с известными литературными данными [1].

В работе [1] величине L приписывается смысл средней длины свободного пробега по импульсу, однако как было показано позднее в [3], релаксация по импульсу не может объяснить наблюдаемой в эксперименте сильной зависимости квантового выхода от величины X_m . В этих работах указывается, что экспоненциальная зависимость J от X_m обусловлена релаксацией по энергии.

Как известно, понятие длины свободного пробега можно вводить в том случае, когда $\lambda_D < L$. Дебройлевскую длину волны электрона мож-

но оценить, зная избыток энергии его над барьером. Для $\hbar\omega = 5$ эв и $\Phi_0 = 4$ эв (высота барьера экспериментально была определена по спектральной зависимости фототока) получаем $\lambda_D = \frac{h}{mV} = \frac{h}{\sqrt{2m/(\hbar\omega - \Phi_0)}} = 12,3\text{Å}$, что вдвое превышает полученную в эксперименте длину свободного пробега. Этот результат указывает на недостаточность представлений о движении электрона как классической частицы и необходимость развития квантово-механической теории фотоэмиссии в сильно рассеивающие среды. Попытка такого рода была предпринята в [4], где рассматривалось рассеяние фотоэлектронов на поверхностной решетке адсорбированных атомов. Причиной аномально сильного рассеяния электронов в исследуемых пленках, на наш взгляд, является сильное разупорядочение оксинитрида кремния при введении атомов азота в матрицу SiO_2 . Последнее следует из исследования радиальной функции распределения атомной плотности.

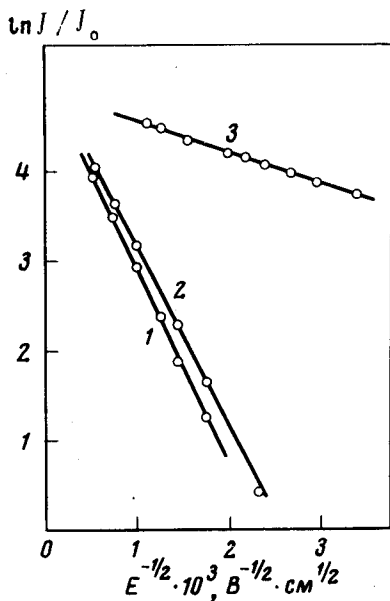


Рис. 1. Полевая зависимость фотоэмиссионного тока (фотоэмиссия электронов из кремния) для $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$: 1 — $\hbar\omega = 4,5$ эв, 2 — $\hbar\omega = 5,0$ эв, 3 — для SiO_2 , $\hbar\omega = 5$ эв

Сильное разупорядочение $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$ (по сравнению, например, с SiO_2) является по нашему мнению причиной сильной флуктуации потенциала, однако в отличие от модели крупномасштабных флуктуаций, предложенной Шкловским [5], характерный масштаб флуктуаций в $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$ составляет величину порядка размера, в котором сохраняется ближний порядок. Интересно отметить, что несмотря на сильное рассеяние электронов в зоне подвижности, подбарьерное туннелирование электрона

из кремния в $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$ хорошо описывается так же, как и для SiO_2 , известным механизмом Фаулера – Нордгейма

$$J = \frac{qE^2}{8\pi h\Phi_0} \exp \left[-4(2m^*)^{1/2} \Phi_0^{3/2} / 3hqE \right]. \quad (2)$$

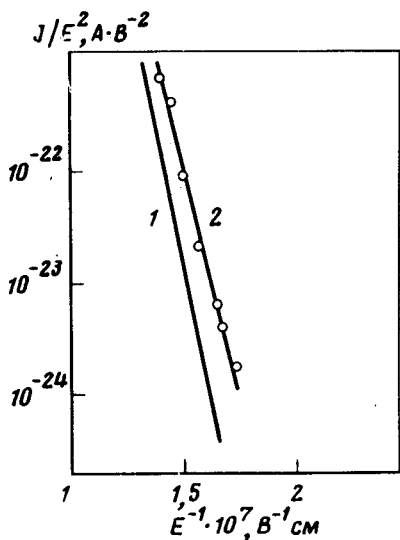


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика темнового тока для SiO_2 (1) взята из работы [6] и $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$ в координатах, соответствующих закону Фаулера – Нордгейма

Величина эффективной массы, определенная из эксперимента (рис. 2) составляет $m^*/m_0 \approx 0,4$, что близко к соответствующему значению для SiO_2 . Таким образом, в исследованных пленках не обнаружено эффектов, обусловленных резонансным туннелированием, которое можно было бы ожидать в сильно разупорядоченных материалах из-за наличия локализованных состояний в запрещенной зоне.

Авторы выражают благодарность А.С.Гиновкеру и В.М.Попову за синтез пленок $\text{Si}_x\text{N}_y\text{O}_z$, А.В. Чаплику за полезные обсуждения.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
28 января 1978 г.

Литература

- [1] С.Н.Берглюнд, Р.Д.Повелл. J. Appl. Phys., **42**, 573, 1971.
- [2] Е.О.Кане. Phys. Rev., **127**, 131, 1962.
- [3] М.Силвер, Р.Смејтек. J. Appl. Phys., **43**, 245, 1972.
- [4] А.М.Бродский, Ю.Я.Гуревич, С.В.Шеберстов. ЖЭТФ, **63**, 1973, 1973.
- [5] Б.Ш.Шкловский, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, **62**, 1156, 1972.
- [6] М.Лензлингер, Е.Н.Сноу. J. Appl. Phys., **40**, 278, 1969.