

05;11

## Особенности структуры грани Ge(111)— $2 \times 8$ , измеренные методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронов

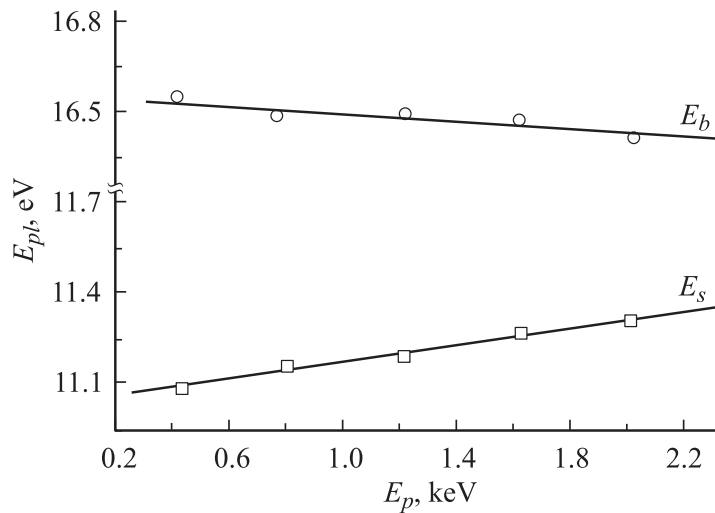
© Н.Н. Горобей, В.Е. Корсуков, А.С. Лукьяненко,  
Р.Р. Назаров, Б.А. Обидов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург  
E-mail: Vjacheslav Korsukov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 октября 2002 г.

Экспериментально изучена дисперсия поверхностных плазменных колебаний в спектре характеристических потерь энергии электронов от грани Ge(111)— $2 \times 8$ . На основе этих экспериментальных данных сделан вывод о пониженной плотности поверхностного слоя, что подтверждает адатомную модель суперструктуры  $2 \times 8$ .

В работе [1] метод спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ) на поверхностных плазмонах (дискретных потерях на квантах поверхностных плазменных колебаний) впервые использован как метод анализа поверхности Al(111). Измерены коэффициент термического расширения (КТР) и статическая релаксация (изменение средних равновесных значений постоянных решетки) поверхностного слоя. В работе [2] определен другой важный параметр атомной динамики — среднеквадратичные смещения (СКС) атомов на той же поверхности Al(111). Измеренные новым методом параметры атомной динамики хорошо согласуются с данными, полученными стандартным методом анализа поверхности — методом дифракции медленных электронов (ДМЭ), а результат измерения статической релаксации — с теоретическими оценками для металлических поверхностей [3]. В работе [4] впервые новый метод применен для измерения КТР на грани Ge(111)— $2 \times 8$ . Целью данной работы является использование метода СХПЭЭ для определения структуры поверхностного слоя грани Ge(111).



**Рис. 1.** Зависимости энергий объемного и поверхностного плазмонов в спектре ХПЭЭ для грани Ge(111)– $2 \times 8$  от энергии первичных электронов.

Методика эксперимента и анализа экспериментальных данных подробно изложена в работах [1,2,4]. Подготовка поверхности Ge(111)– $2 \times 8$  осуществлялась стандартным образом: на воздухе — механическая шлифовка и полировка, химическая полировка, в вакууме — чередование циклов ионного распыления ( $Ag^+$ ) и отжига. Изучалась зависимость энергетического спектра вторичных электронов в схеме опыта на отражение от энергии первичных электронов. Угол сбора вторичных электронов, определяемый апертурой энергоанализатора, составляет  $90^\circ$ , так что регистрируемый спектр является интегральным по углу рассеяния. Обнаружены зависимости энергий объемного  $E_b$  и поверхностного  $E_s$  плазменных пиков в спектре СХПЭЭ грани Ge(111)– $2 \times 8$  от энергии первичных электронов  $E_p$ , они приведены на рис. 1.

Будем обсуждать далее энергетическую зависимость для поверхностного плазменного пика,  $E_s(E_p)$ , которая наиболее чувствительна к структуре поверхностного слоя. Прежде всего, как и в работе [1], эту энергетическую зависимость связываем с дисперсией, т.е. с зависимо-

стью  $\omega_s(k)$ , где  $\omega_s$  и  $k$  — частота и волновой вектор поверхностных плазменных колебаний. Эта связь устанавливается при применении законов сохранения энергии и импульса к элементарному акту возбуждения плазмона первичным электроном [5]. Так, при регистрации вторичных электронов в зеркальном направлении по отношению к подающему пучку минимальное (и наиболее вероятное) значение волнового вектора поверхностного плазмона равно:

$$k = \sqrt{\frac{m}{2}} \frac{E_s}{\hbar \sqrt{E_p} \sin \theta}, \quad (1)$$

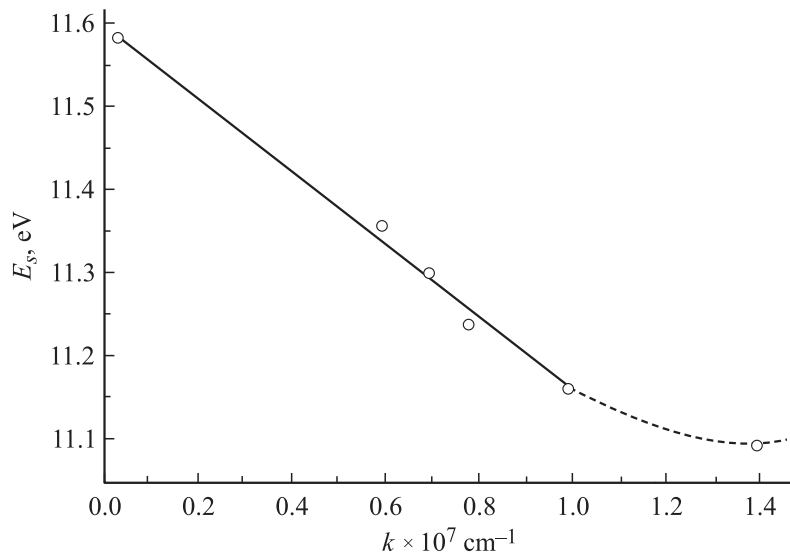
где  $m$  — масса электрона,  $\theta$  — угол падения электронного пучка по отношению к нормали (в наших опытах  $\theta = 60^\circ$ ). Прямое использование соотношения (1) для анализа экспериментальных энергетических зависимостей усложняется упомянутым выше фактором углового усреднения при регистрации вторичных электронов в опытах на отражение (см. [1]). Этот фактор приводит к эффективному увеличению значения  $k$  при данной энергии  $E_p$ , по нашим оценкам, на несколько десятков процентов. С учетом этого обстоятельства, пользуясь соотношением (1), по экспериментальной энергетической зависимости  $E_s(E_p)$  определяем дисперсию поверхностных плазменных колебаний, которая показана на рис. 2. Обращает на себя внимание отрицательный наклон этой зависимости. Как и в случае грани Al(111), это свидетельствует об определенном изменении структуры приповерхностного слоя Ge(111). Предложенная в [1] модель позволяет учесть вклад неоднородности электронного профиля в дисперсию поверхностных плазменных колебаний, который при малых  $k$  ( $kd \ll 1$ ,  $d$  — толщина переходного слоя) имеет вид:

$$\omega_s = \omega_{pb}/\sqrt{2} + \alpha k, \quad (2)$$

где

$$\alpha \equiv (\omega_{pb}/n_b \sqrt{2}) \int_0^d (n(z) - n_b) dz, \quad (3)$$

$n(z)$  — переменная электронная плотность переходного поверхностного слоя,  $n_b$  — ее объемное значение,  $\omega_{pb}$  — соответствующее объемное значение плазменной частоты. Наклон линейного участка экспериментальной дисперсионной зависимости на рис. 1,  $b$  позволяет на основании (2) определить эффективное понижение плотности поверхностного



**Рис. 2.** Зависимость энергии поверхностного плазмона от его волнового вектора.

слоя грани Ge(111)– $2 \times 8$ . Оно составляет примерно 3%. Толщину переходного слоя также можно оценить по положению участка немонотонности на дисперсионной зависимости: она составляет примерно 0.5 nm, т.е. 2–3 атомных монослоя.

Следовательно, метод СХПЭЭ свидетельствует об изменении структуры поверхностного слоя грани Ge(111)– $2 \times 8$ . Обнаруженное здесь понижение плотности мы связываем с реконструкцией грани (111) германия. Суперструктура  $2 \times 8$  хорошо описывается адатомной моделью (NIST Surface Structure Database) с большим эффективным разуплотнением верхнего атомного слоя.

Нужно иметь в виду, что в отличие от поверхности металлов для ковалентных кристаллов теория предсказывает на поверхности уменьшение длины химических связей [6], а значит, — сжатие решетки. Но это без учета реконструкции. В адатомной модели реконструированной грани Ge(111)– $2 \times 8$  поверхностный слой интегрально разуплотнен, даже при возможном сжатии нижележащих слоев. Таким образом, ре-

зультаты, полученные методом СХПЭЭ, подтверждают справедливость общепринятой модели реконструированной грани  $\text{Ge}(111)-2 \times 8$ .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 2000-00-00482).

## Список литературы

- [1] Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Светлов В.Н. Поверхность. Физика, химия, механика. 1983. № 11. С. 28–37.
- [2] Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Патриевский П.В., Светлов В.Н. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1987. № 5. С. 27–31.
- [3] Xie J., Gironcili S.de, Baroni S., Scheffler M. // J. Appl. Phys. 1997. V. 81 (1).
- [4] Назаров Р.Р., Корсуков В.Е., Лукьяненко А.С., Шерматов М. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1990. № 1. С. 97–101.
- [5] Raether H. // Springer Tracts in Modern Physics. 1965. V. 38. P. 157.
- [6] Нестеренко Б.А., Снитко О.В. Физические свойства атомарно чистой поверхности полупроводников. Киев: Наук. думка, 1983. 263 с.