

ласти II, в которой существуют прямые гравитационная и капиллярная волны и отраженная гравитационно-капиллярная волна. Для волны с частотой 1,5 Гц видны отраженные гравитационно-капиллярные и прямые капиллярные волны; прямые гравитационные волны на фото не видны. На рис. 2,а область II мала и не видна.

Дополним качественное рассмотрение эффекта блокировки волн оценкой изменения длины волны при движении ее на неоднородном потоке. На рис. 3 приведены зависимости $\lambda(V)$ для ряда частот $F = \text{const}$, полученные из дисперсионного соотношения в адиабатическом приближении и при линейном законе изменения $V(x)$ на спутном ($V > 0$) и встречном ($V < 0$) потоках; область скоростей $-15 \text{ см/с} < V < 20 \text{ см/с}$ на рисунке не показана. На рис. 3 видны рассмотренные выше области существования прямых и отраженных волн; пунктирными линиями отмечены линии блокировки волн (I и II для встречного течения, III — для спутного). Для встречного течения по мере уменьшения скорости потока и увеличения частоты волн ширина области, где возможна двойная блокировка, сужается: значения $F = 2,65 \text{ Гц}$ и $V = -17,8 \text{ см/с}$ являются граничными. На рис. 3 нанесены результаты обработки нескольких рассмотренных выше фотографий; несмотря на значительную ($\pm 25\%$) погрешность в определении λ и V , наблюдается удовлетворительное согласие опытных и расчетных данных. Длина волны в области блокировки меняется более чем на 2 порядка! Таким образом, проведенные наблюдения подтверждают рассмотренный в [1—4] эффект блокировки поверхностных волн неоднородным течением.

Авторы благодарят А. Я. Басовича и В. И. Шпиру за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Longuet-Higgins M. S., Stewart R. W. J. Fluid Mech., 1960, 8, N 4, p. 565. [2] Thomson J. A., West B. J. J. Phys. Oceanogr., 1975, 5, N 4, p. 736. [3] Воронович А. Г. Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1976, 12, № 8, с. 850. [4] Басович А. Я., Таланов В. И. Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1977, 13, № 7, с. 766. [5] Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеоназдат, 1980.

Поступила в редакцию
03.08.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 3

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ ВОДЫ НА КИНЕТИКУ ПЕРЕЗАРЯДКИ МЕДЛЕННЫХ СОСТОЯНИЙ КРЕМНИЯ

С. Н. Козлов, Н. Л. Левшин

(кафедра общей физики для химического факультета)

Ранее было показано, что основные закономерности медленной релаксации заряда на поверхности германия хорошо описываются электронно-колебательной моделью перезарядки медленных состояний* (МС) [1]. С целью установления общности развитых представлений в настоящей работе проведено детальное исследование кинетики перезарядки МС на поверхности кремния в широком диапазоне времени.

* Медленными называются электронные состояния на поверхности полупроводника, характеризующиеся аномально малыми сечениями захвата носителей заряда (10^{-26} — 10^{-28} см^2).

Изучались поверхности (111) высокоомных монокристаллов ($\rho \sim 17$ кОм·см) кремния p -типа, обработанные в травителе на основе HF. Перед измерениями образцы прогревались в вакууме $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст. при температуре ~ 370 К. В процессе измерений температура образцов поддерживалась постоянной с точностью $\pm 0,1$ К в диапазоне 300—370 К. Образцы помещались в пары воды (давление 0,1—10 мм рт. ст.). Для изучения кинетических зависимостей перезарядки МС при приложении поперечного электрического поля использовалась методика эффекта поля [2].

Адсорбция молекул H_2O в начальной стадии заполнения ($P/P_s < 10^{-2}$) приводила к возникновению на поверхности кремния МС донорного типа, что проявлялось в положительном зарядении поверхнос-

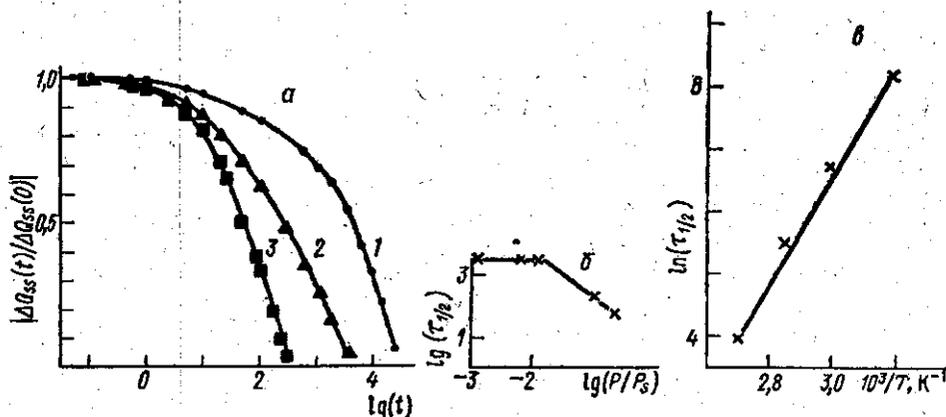


Рис. 1. Кинетика стекания избыточного заряда МС на поверхности кремния в атмосфере H_2O ($P/P_s = 1,3 \cdot 10^{-2}$ (1); $9,3 \cdot 10^{-2}$ (2) и $1,9 \cdot 10^{-1}$ (3)) — а и зависимость «времени полуспада» избыточного заряда $\tau_{1/2}$ от P/P_s — б после выключения поперечного электрического поля; $T = 313$ К. Зависимость $\tau_{1/2}$ от температуры; $P/P_s = 1,3 \cdot 10^{-2} - \delta$

ти ($\Delta Q_{ss} \sim 9 \cdot 10^{11}$ элем. зар. см $^{-2}$) и росте поверхностного потенциала ($\Delta Y \sim 11$ кТ/г). Основу этих МС составляют координационно-связанные с поверхностью кремния молекулы воды. Повышение давления паров H_2O ($P/P_s > 10^{-2}$) не вызывало дополнительного изменения поверхностного заряда. Однако при этом заметно возрастала скорость перезарядки МС (рис. 1, а, б). Отсюда следует, что слабосорбированные молекулы H_2O , не создавая новых МС, увеличивают сечения захвата носителей заряда на уже существующие МС.

Форма кинетических кривых стекания избыточного заряда МС определяется функцией распределения по высоте или толщине потенциальных барьеров, преодолеваемых носителями заряда при захвате [3]. Так же, как и для германия [4], форма релаксационных кривых на поверхности кремния, полученных при разных температурах измерения, одинакова в координатах $\Delta Q_{ss}, kT \lg t^*$ (рис. 2, а). Это показывает, что основной причиной неэкспоненциальности кинетических кривых медленной релаксации является распределение потенциальных барьеров по высоте [3].

Сопоставляя экспериментальные кривые медленной релаксации в парах воды с теоретическими (рис. 2, б), легко видеть, что лучше других согласуются с экспериментальными кривыми расчетные, соответствующие гауссовскому распределению потенциальных барьеров по

* Здесь и далее время t измеряется в секундах.

$$g(U) = \frac{1}{\beta\sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Delta U)^2}{2\beta^2} \right] \quad (1)$$

(U — высота барьера в единицах kT , ΔU — отклонение величины U от среднего значения). Как и в случае адсорбции молекул H_2O на поверхности германия [4], $\beta = 1/\sqrt{2}$. Вид функции распределения потенциальных барьеров по энергиям представлен на рис. 2, б. Средняя высота

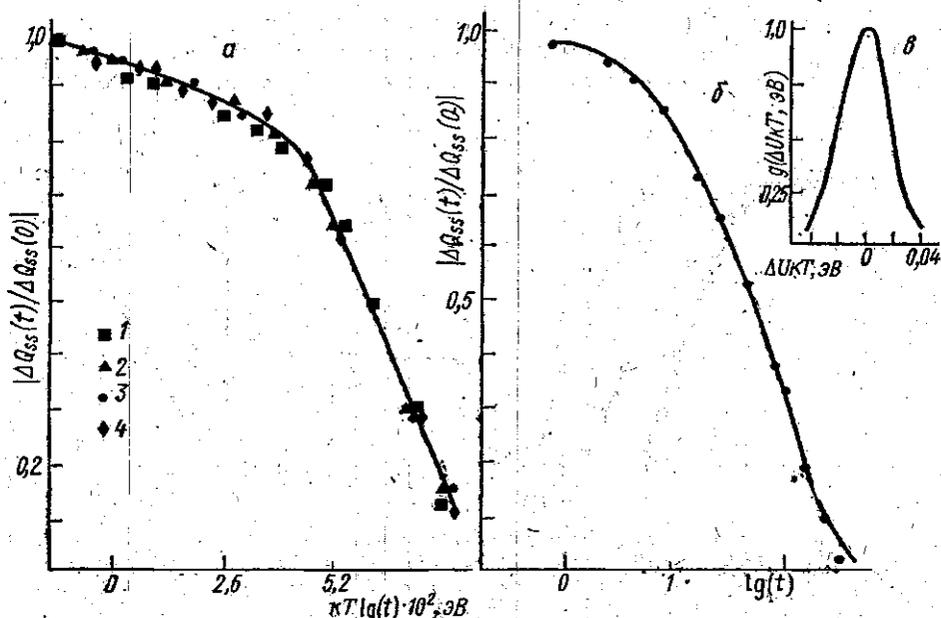


Рис. 2. Кинетические кривые медленной релаксации на поверхности кремния после адсорбции H_2O ($P/P_s = 1,3 \cdot 10^{-2}$) при разных температурах (точки): $T, K = 313$ (1), 333 (2), 353 (3) и 370 (4); сплошная кривая — теоретическая для гауссовского распределения с параметром $\beta = 1/\sqrt{2}$ — а. Экспериментальная кинетическая зависимость медленной релаксации в парах H_2O ($P/P_s \approx 1,9 \cdot 10^{-1}$) на образце кремния (точки) и теоретическая кривая, соответствующая гауссовскому распределению барьеров по высоте с параметром $\beta = 1/\sqrt{2}$; $T = 313$ К — б. Гауссовское распределение по энергиям $g(\Delta U)$ с параметром $\beta = 1/\sqrt{2}$ — в

потенциальных барьеров, преодолеваемых носителями заряда при захвате на МС (энергия активации процесса медленной релаксации), может быть вычислена из температурной зависимости «времени полуспада» избыточного заряда МС (рис. 1, в).

Увеличение сечений захвата МС в присутствии слабосорбированных молекул H_2O полностью соответствует представлениям электронно-колебательной модели медленной релаксации [1]. Согласно этой модели энергия активации процесса перезарядки МС ΔE равна

$$\Delta E = (E_c - F)_s + \hbar\omega_{OH}, \quad (2)$$

где $(E_c - F)_s$ — разность энергий между дном зоны проводимости и уровнем Ферми на поверхности, $\hbar\omega_{OH}$ — энергия колебательных мод $O-H$ молекулы H_2O ($\hbar\omega_{OH} \sim 0,45$ эВ [5]). Поскольку в наших экспериментах величина $(E_c - F)_s \approx 0,3$ эВ, полученное экспериментально значение $\Delta E = 0,78 \pm 0,07$ эВ (по данным рис. 1, в) хорошо согласуется с ожидаемым.

Из формулы (2) следует, что распределение по энергиям потенциальных барьеров (по величинам ΔE) может быть связано с неоднородностью поверхности по потенциалу (первый член $(E_c - F)_s$) и с распределением по частотам колебательных мод адсорбированных на неоднородной поверхности молекул (второй член $\hbar\omega_{\text{OH}}$). В случае поверхности кремния с адсорбированными молекулами воды (на поверхности образца p -типа — слой сильной инверсии) неоднородность поверхностного потенциала невелика, поэтому основную роль играет распределение по $\hbar\omega_{\text{OH}}$. Действительно, полуширина распределения $g(U)$ на рис. 2, v ($\sim 0,04$ эВ) близка к полуширине полосы O—H в ИК-спектре слабосорбированных молекул H_2O [5]. В случае вакуумированной поверхности кремния нами регистрировались более «растянутые» по оси времени кинетические кривые медленной релаксации, что объясняется влиянием неоднородности поверхностного потенциала.

В заключение авторы благодарят В. Ф. Киселева за обсуждение работы и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Kiselev V. F., Kozlov S. N., Levshin N. L. Phys. Stat. Sol. (a), 1981, 66, p. 93. [2] Козлов С. Н., Левшин Н. Л. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1979, 20, № 4, с. 68. [3] Kozlov S. N. Phys. Stat. Sol. (a), 1977, 42, p. 115. [4] Kozlov S. N., Levshin N. L. Phys. Stat. Sol. (a), 1981, 64, p. K 169. [5] Low M. I. D., Madison N., Ramamurty R. Surf. Sci., 1969, 13, p. 238.

Поступила в редакцию
05.08.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 3

УДК 533.9.08

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ВЧ-РАЗРЯДА СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

А. А. Кузовников, А. В. Маляров, В. П. Савинов, В. Г. Якунин

(кафедра электроники)

Исследование физических условий в плазме разрядов, создаваемых с помощью сильных быстропеременных электрических полей, весьма актуально. Изучение характеристик сильно неравновесной плазмы ВЧ-разряда среднего давления осложняется тем, что функция распределения электронов по энергиям $f_e(\epsilon)$ может значительно отличаться от максвелловской и содержать группы «медленных» и «быстрых» электронов. Обычно «медленные» электроны составляют основную массу электронов и определяют процессы переноса в плазме. Как известно, в плазме, находящейся в состоянии частичного локального термодинамического равновесия (ЧЛТР), заселенность верхних возбужденных уровней атомов n_m определяется эффективной температурой «медленных» электронов T_e^m [1].

Цель настоящей работы состояла в определении T_e^m , измерении n_m и оценке вклада в концентрацию «медленных» электронов n_e^m , обусловленного ионизацией «медленными» электронами возбужденных атомов, заселенности верхних уровней которых находятся в ЧЛТР с «медленными» электронами плазмы ВЧ-разряда в гелии. ВЧ-разряд в области радиочастот создавался в трубках диаметром 6 мм с внешними электродами вдоль всей длины трубки. В плазме этого разряда вы-