

алмаза, кремния и германия и на основе сравнения  $\gamma_i^P$  с изотермическими микроскопическими постоянными Грюнайзена  $\gamma_i^T$  для этих мод проведено разделение вклада фонон-фононных взаимодействий и теплового расширения кристаллов в температурный сдвиг частоты оптических фононов этих кристаллов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Maradudin A. A., Fein A. E. // Phys. Rev. 1962. **128**. P. 2589. [2] Soma T. // Phys. Stat. Solidi (b). 1977. **82**. P. 319; J. Phys. Soc. Japan. 1977. **42**. P. 1491. [3] Tolpadi S. // Solid State Comm. 1975. **16**, N 1. P. 1; Indian J. Phys. 1975. **49**. P. 757. [4] Захарова Е. К., Осипова Л. П. Деп. ВИНТИ № 3650-85 Деп. М., 1985. [5] Захарова Е. К., Зубов В. Г., Осипова Л. П. Деп. ВИНТИ № 2596-76 Деп. М., 1976. [6] Зубов В. Г., Захарова Е. К., Осипова Л. П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1977. **18**, № 4. С. 38. [7] Jorgensen J. D. // J. Appl. Phys. 1978. **49**, N 11. P. 5473. [8] Asell J. F., Nicol M. // J. Chem. Phys. 1968. **49**. P. 5395. [9] Barron T. H. K., Collins J. F., Smith T. W., White G. K. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1982. **15**. P. 4311. [10] Кундикова Н. Д. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1979. [11] Горелик В. С., Иванова С. В., Осипова Л. П. Препринт ФИАН СССР № 58. М., 1982. [12] Solin S. A., Ramdas A. K. // Phys. Rev. 1970. **V1**. P. 1687. [13] Hart T. R., Aggarwal R. L., Lax B. // Phys. Rev. 1970. **V1**. P. 638. [14] Ray R. K., Aggarwal R. L., Lax B. // Proc. 2 Int. Conf. on Light Scatt. Solids, 1971. Paris, 1971. P. 288. [15] Mitra S. S. // J. Pure and Appl. Phys. 1971. **9**, N 11. P. 922. [16] Drickamer H. D., Lynch R. W., Clendenen R. L., Revez-Albuerno E. A. // Solid State Physics. 1966. **19**. P. 135. [17] Parsons B. J. // Diamond Res. 1976. **33**. P. 33; Proc. Roy. Soc. (London). 1977. **A352**. P. 397. [18] Александров И. В., Гончаров А. Ф., Стишов С. М. // Письма в ЖЭТФ. 1986. **44**, № 10. С. 474. [19] Buchenauer C. J., Cerdeira F., Cardona M. // Proc. 2 Int. Conf. on Light Scatt. Solids, 1971. Paris, 1971. P. 280. [20] Hanfland M., Syassen K., Fahy S., Louie S. G., Cohen M. L. // Phys. Rev. 1985. **V31**, N 10. P. 6896. [21] Новикова С. И. // Тепловое расширение твердых тел. М., 1974. С. 33. [22] Borer W. J., Mitra S. S., Namjoshi K. V. // Solid State Comm. 1971. **9**. P. 1377. [23] Anastassakis E., Hwang H. C., Perry C. H. // Phys. Rev. 1971. **V4**, N 8. P. 2493. [24] Tsu R., Hernandez J. G. // Appl. Phys. Lett. 1982. **41**. P. 1016. [25] Balkanski M., Wallis R. F., Haro E. // Phys. Rev. 1983. **V28**, N 4. P. 1928. [26] Haro E., Balkanski M., Wallis R. F. // Phys. Rev. 1986. **V34**, N 8. P. 5358.

Поступила в редакцию  
28.10.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

УДК 592.315

### ВЛИЯНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ФЛУКТУАЦИОННЫЙ РЕЛЬЕФ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА Si—SiO<sub>2</sub>

С. Н. Козлов, А. Ю. Потапов

(кафедра общей физики для химического факультета)

Показано, что низкоэнергетическое электронное облучение может значительно изменить флукутационный рельеф границы раздела Si—SiO<sub>2</sub> и увеличить плотность «флукутационных» поверхностных электронных состояний границы раздела.

Одним из актуальных и вместе с тем дискуссионных вопросов физики поверхности полупроводников и структур полупроводник — диэлектрик — металл является выяснение роли флукутационного рельефа поверхностного потенциала полупроводника в формировании энергетического спектра поверхностных электронных состояний (ПС). По-видимому, можно считать установленным, что для кремния — достаточно широкозонного полупроводника — область энергетического

спектра ПС вблизи середины запрещенной зоны генетически не связана с флуктуациями поверхностного потенциала [1]. Значительно менее ясным представляется вопрос о происхождении «хвостов» плотности ПС вблизи краев запрещенной зоны кремния.

В настоящей работе проведено сопоставление изменений параметра флуктуационной неоднородности потенциала границы раздела Si—SiO<sub>2</sub> и плотности ПС вблизи потолка валентной зоны кремния. В качестве фактора, позволяющего контролируемым образом и в широких пределах управлять степенью флуктуационной неоднородности границы раздела Si—SiO<sub>2</sub>, выбрано облучение однородным пучком низкоэнергетических электронов (энергия 10 кэВ, диапазон доз  $D_e = 6 \cdot 10^{11} - 10^{17}$  электрон·см<sup>-2</sup>).

Исследовались МДП-структуры, изготовленные на базе кремния КЭФ-20. Полевой электрод (затвор) длиной  $L = 200$  мкм и шириной  $W = 150$  мкм формировался напылением алюминия. Подзатворный диэлектрик — слой SiO<sub>2</sub> толщиной 0,17 мкм — создавался методом высокотемпературного окисления кремния в сухом кислороде с добавлением хлорсодержащей компоненты. В приповерхностной области кремния методом диффузии формировались  $p^+$ -области — контакты для измерения поперечной проводимости инверсионного канала (исток и сток) и холловского напряжения.

Наличие двух пар холловских контактов шириной 25 мкм позволяло проводить отбор структур с однородным инверсионным каналом. Измерения тока канала и холловской разности потенциалов осуществлялись при напряжении между истоком и стоком 10 мВ. Напряженность магнитного поля составляла 6,3 кЭ. Из-за относительно большой площади затвора можно было на одних и тех же образцах использовать методики эффекта Холла (измерение холловской подвижности свободных носителей заряда в приповерхностном канале) и поперечной высокочастотной проводимости  $G$  (измерение плотности ПС в средней части запрещенной зоны и параметра флуктуационной неоднородности границы Si—SiO<sub>2</sub> [2]). Информация о захвате носителей заряда на «хвосты» плотности ПС вблизи края запрещенной зоны извлекалась из температурной зависимости порога отпираания инверсионного канала в диапазоне  $T = 125 - 300$  К [3, 4].

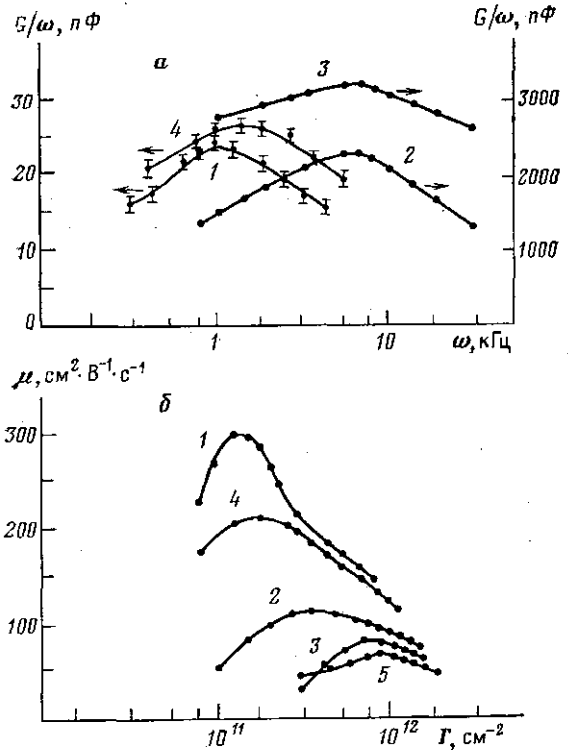


Рис. 1. Зависимости поперечной проводимости МДП-структуры от частоты (а) и холловской подвижности дырок от их поверхностных избытков (б). Нумерация кривых соответствует таблице

На рис. 1, а показаны зависимости  $G/\omega$  от частоты  $\omega$  для облученных разными дозами МДП-структур. Видно, что с увеличением дозы облучения кривые (см. 1—3) уширяются, поскольку возрастает степень неоднородности поверхности кремния по потенциалу. Отжиг облученной структуры приводит к сужению кривой  $G/\omega$  (4) из-за гомогенизации границы раздела Si—SiO<sub>2</sub>. Сравнение с теоретическими зависимостями, вычисленными в предположении нормального (гауссова) закона распределения поверхностного потенциала кремния, позволяет определить параметр гауссова распределения — среднеквадратичное отклонение  $\sigma_s$  (см. таблицу). Следует, однако, отметить, что по мере увеличения  $\sigma_s$  надежность определения величины этого параметра ме-

Номер образца	Доза облучения, электрон · см <sup>-2</sup>	$\sigma_s^{(1)}$ , кТ/э	$\sigma_{sd}^{(2)}$ , кТ/э
1	6 · 10 <sup>11</sup>	0,8	1,0
2	6 · 10 <sup>12</sup>	1,2	1,4
3	10 <sup>15</sup>	1,9	2,2
4	10 <sup>15(3)</sup>	1,1	1,2
5	10 <sup>17</sup>	—	2,5

*Примечания:*

(1) получено методом высокочастотной поперечной проводимости;

(2) получено методом холловской подвижности;

(3) после облучения структура отожжена в вакууме при температуре 150° в течение 1 ч.

тодом высокочастотной проводимости быстро падает из-за отмеченного сильного уширения кривых  $G(\omega)/\omega$  (см. рис. 1, а). При большой флуктуационной неоднородности потенциала поверхности полупроводника ( $\sigma_s \gg 2$ ) применение методики поперечной проводимости становится практически невозможным. В этих условиях мы использовали метод определения параметра флуктуационной неоднородности потенциала, основанный на измерении зависимости холловской подвижности свободных носителей заряда  $\mu$  в приповерхностном инверсионном канале кремния от их поверхностных избытков  $\Gamma$  [5]. Поясним вкратце суть метода. Зависимости  $\mu(\Gamma)$  обычно имеют характерный вид кривых с отчетливо выраженным максимумом (см. рис. 1, б). Спадающий участок такой зависимости (справа от максимума) отражает снижение микроскопической подвижности носителей заряда из-за увеличения рассеяния в сужающемся по мере роста  $\Gamma$  инверсионном канале. Слева от максимума холловская подвижность носителей растет при возрастании  $\Gamma$ , что обусловлено постепенным «сглаживанием» макроскопических потенциальных неоднородностей слабооткрытого канала свободными носителями заряда. В условиях неоднородного канала измеряемая величина подвижности меньше «истинной», микроскопической подвижности  $\mu_0$  [6]:

$$\mu \approx \mu_0(1 - \sigma_s^2/2). \quad (1)$$

Параметр гауссова распределения потенциала поверхности полупроводника  $\sigma_s$  является сильной функцией поверхностных избытков носителей заряда и достигает максимальной величины  $\sigma_{sd}$  в области глубокого истощения ( $\Gamma \ll 10^9$  см<sup>-2</sup>). Необходимо подчеркнуть, что

вблизи максимума холловской подвижности величина  $\sigma_s \approx 0,5$  и не зависит от значения  $\sigma_{sd}$ ; поэтому соотношение (1) достаточно точно описывает экспериментальные зависимости  $\mu(\Gamma)$  в соответствующем диапазоне  $\Gamma$ . Расчеты показывают, что положение максимума холловской подвижности свободных носителей заряда по оси  $\Gamma$  (точка  $\Gamma^{\max}$ ) однозначно определяется величиной параметра  $\sigma_{sd}$  (рис. 2). Сопоставляя экспериментальные кривые, представленные на рис. 1, б и рис. 2,

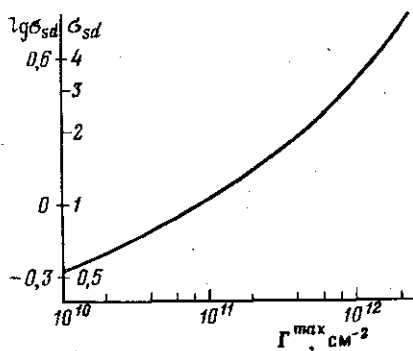


Рис. 2. Зависимость величины среднеквадратичной флуктуации поверхностного потенциала кремния от положения по оси поверхностных избытков точки максимальной холловской подвижности свободных носителей заряда в приповерхностном канале

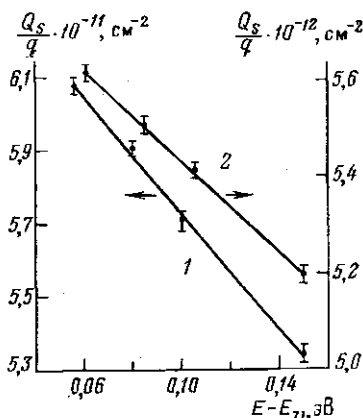


Рис. 3. Зависимость заряда, захваченного на поверхности состояния кремния, от энергии, отсчитываемой от потолка валентной зоны кремния, для исходной (1) и облученной электронами (2) структуры. Доза облучения  $10^{17}$  электрон  $\cdot$   $\text{см}^{-2}$

легко определить этот параметр (см. таблицу). Как видно из таблицы, согласно между результатами измерений параметра флуктуационной неоднородности границы раздела  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ , проведенных методами высокочастотной проводимости и холловской подвижности, в области не очень больших доз облучения, где применимы обе указанные методики, вполне удовлетворительное\*. При больших дозах облучения возникающая флуктуационная неоднородность границы раздела  $\text{Si}-\text{SiO}_2$  настолько велика, что параметр  $\sigma_s$  может быть определен только методом подвижности носителей заряда. В частности, при  $D_e = 10^{17} \text{ см}^{-2}$  типичные величины среднеквадратичного отклонения потенциала в слое глубокого истощения  $\sigma_{sd} = 2,3-2,6$ . При столь больших величинах  $\sigma_{sd}$  становится значительной вероятностью появления достаточно глубоких потенциальных ям, в которых возможна локализация носителей заряда (для  $\sigma_s = 2,5$  вероятность существования потенциальной ямы глубиной 0,2 эВ на границе  $\text{Si}-\text{SiO}_2$  равна  $\sim 0,01$ ). Полагая, что размер области локализации носителей в такой яме порядка нескольких постоянных решетки, легко оценить ожидаемую величину плотности «флуктуационных» ПС вблизи края запрещенной зоны кремния ( $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ).

\* Величины  $\sigma_s$ , полученные методом проводимости, должны быть на 20—30% меньше  $\sigma_{sd}$ , так как относятся к области  $\Gamma \approx (1 \div 3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (см. рис. 2).

На рис. 3 приведены типичные зависимости заряда, захваченного на ПС границы Si—SiO<sub>2</sub>, от расстояния (по энергии) до потолка валентной зоны кремния. По наклону этих кривых определены значения плотности ПС вблизи края валентной зоны:  $N_{ss} \approx 5 \cdot 10^{11}$  эВ<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup> до облучения электронами и  $N_{ss} \approx 4 \cdot 10^{12}$  эВ<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup> после воздействия пучка электронов дозой 10<sup>17</sup> электрон·см<sup>-2</sup>. Отсюда можно заключить, что «хвосты» плотности ПС вблизи краев запрещенной зоны кремния имеют в основном «флуктуационную» природу. Относительно электронных состояний вблизи середины запрещенной зоны можно с полной уверенностью утверждать, что их возникновение не связано с флуктуационной неоднородностью границы раздела Si—SiO<sub>2</sub>. Действительно, даже после высокодозовых воздействий, когда  $\sigma_s \approx 3$ , вероятность появления потенциальной ямы глубиной 0,5—0,6 эВ ничтожно мала ( $\sim 10^{-10}$ — $10^{-11}$ ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Козлов С. Н., Невзоров А. Н., Чайковская Т. Г. // Микроэлектроника. 1986. 15, № 3. С. 283. [2] Simonpe J. J. // Solid State Electron. 1973. 16, N 1. P. 121. [3] Arnold E. // IEEE Trans. El. Dev. 1968. ED-15, N 12. P. 1003. [4] Венкстерн С. А., Козлов С. Н., Золотарев В. И. // Электронная техника. Сер. 2. 1979. № 1 (127). С. 33. [5] Козлов С. Н., Невзоров А. Н., Потапов А. Ю. // Математическое моделирование и экспериментальное исследование электрической релаксации в элементах микросхем. М., 1986. С. 40. [6] Brews J. R. // J. Appl. Phys. 1975. 46, N 5. P. 2193.

Поступила в редакцию  
11.11.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 2

#### АСТРОНОМИЯ

УДК 521.1:524.3/4—32

#### НЕКОТОРЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ЗАДАЧИ ДВУХ НЕПОДВИЖНЫХ ЦЕНТРОВ В ЗВЕЗДНОЙ ДИНАМИКЕ

Г. И. Ширмин

(ГАИШ)

Предложено новое астрономическое приложение классической задачи двух неподвижных центров, состоящее в использовании ее решения для расчета тесных сближений звезд с ядрами шаровых звездных скоплений с учетом притяжения звезд к ядру Галактики.

Звезднодинамические приложения обобщенной задачи двух неподвижных центров впервые были предложены В. К. Кайсиным. Так, в работе [1] в рамках упомянутой модели им выполнен анализ движения отдельной звезды в периферийной зоне стационарной однородной звездной системы, ядро которой имеет форму тела вращения, и исследованы формы звездных орбит. В работе [2] рассмотрена задача о движении звезды в поле тяготения эллиптической галактики или шарового звездного скопления с центральным осесимметричным ядром. Известно, что у таких звездных систем до 80% общей массы может быть сосредоточено в ядре, вследствие чего необходимо учитывать его несферичность. Это достигается аппроксимацией гравитационного потенциала ядра силовой функцией задачи двух неподвижных центров с