

Полученное асимптотическое разложение находит применение при исследовании процессов переноса заряда в полупроводниках. В частности, как показали численные расчеты на ЭВМ, использование асимптотики в качестве начального приближения ускоряет сходимость разностных алгоритмов решения системы (1) в  $5 \div 10$  раз. Полученные здесь выражения позволяют аналитически исследовать целый ряд задач физики полупроводниковых приборов. Асимптотики достаточно хорошо описывают решение задачи как в квазиэлектронейтральных областях, так и в областях пространственного заряда.

В заключение авторы выражают благодарность В. Ф. Бутузову за внимание к работе и полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Энгль В. Л., Диркс Х. К., Майнерцхаген Б. // ТИИЭР. 1983. 71, № 1. С. 14. [2] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М. 1984. Т. 1, 2. [3] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. [4] Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Сингулярно возмущенные уравнения в критических случаях. М., 1978. [5] Васильева А. Б., Стельмах В. Г. // ЖВМ и МФ. 1977. 17, № 2. С. 339. [6] Markowich P. A., Ringhofer C. A. // J. Appl. Math. 1984. 44, N 2. P. 231. [7] Белянин М. П. // ЖВМ и МФ. 1986. 26, № 2. С. 306. [8] Markowich P. A. The Stationary Semiconductor Device Equations. Springer-Verlag Wien. N. Y., 1985. [9] Бутузов В. Ф. // Дифф. уравнения. 1973. 9, № 9. С. 1654. [10] Бутузов В. Ф. // Дифф. уравнения. 1979. 15, № 10. С. 1848. [11] Protter M. H., Weinberger H. Maximum principles in differential equations. Englewood Cliffs, N. J.: Prentice-Hall. 1967. [12] Вольперт К. И., Худяев С. И. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. М., 1975.

Поступила в редакцию  
11.03.88

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

УДК 537.324

#### АНОМАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭДС ХОЛЛА И ТЕРМОЭДС ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$

В. А. Кульбачинский, Н. Е. Клокова, С. Я. Скипидаров, Я. Горак (ЧССР),  
П. Лощтяк (ЧССР), С. А. Азоу (Ирак)

(кафедра физики низких температур)

Обнаружены осцилляции холловского напряжения у монокристаллов  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , имеющие вид серии плато. Квантование эффекта Холла вызвано стабилизацией уровня Ферми в примесной зоне, расположенной над потолком зоны тяжелых дырок в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3(\text{Sn})$ .

1. Теллурид висмута представляет собой полупроводник из группы кристаллов типа  $A_2B_3$  и имеет тип симметрии  $D_{3d}^5(R3m)$ . Кристаллическая структура  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  образована повторением пятислойных пакетов из атомов Bi и теллура. Ширина непрямо́й запрещенной зоны в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  составляет  $\sim 0,15$  эВ [1]. При концентрации дырок менее  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  холловская концентрация носителей тока совпадает с определенной по эффекту Шубникова—де Гааза с учетом того, что поверхность Ферми  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  состоит из шести эллипсоидов, центрированных в зеркальных плоскостях симметрии, с углом наклона по отношению к биссекторной оси  $C_1$  приблизительно  $30^\circ$  [2].

2. В работе исследованы образцы  $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ , выращенные модифицированным методом Бриджмена [3] с небольшой (менее 1 ат. %) добавкой олова. Параметры исследованных образцов приведены в таблице. Для измерений осцилляций Шубникова—де Гааза и термоэдс использовались образцы, вырезанные вдоль оси  $C_2$  либо вдоль оси  $C_3$ . При измерениях в первом случае вдоль оси  $C_2$  направлялся ток  $I$  или градиент температуры  $\nabla T$ . Магнитное поле  $H$  было перпендикулярно слоям ( $H \parallel C_3$ ) и могло поворачиваться в плоскости  $C_1C_3$ . При исследованиях образцов второго типа ток или градиент температуры был направлен вдоль оси  $C_3$  и параллельно магнитному полю. В дальнейшем приняты следующие обозначения осей:  $x \parallel C_2$ ,  $z \parallel C_3$ ,  $y \parallel C_1$ .

3. Небольшое добавление олова приводит к сильному увеличению амплитуды осцилляционных эффектов у  $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$ . На рис. 1 представлены осцилляции поперечного сопротивления  $\rho_{xx}$  у чистого (кривая 1) и легированного оловом (0,1 ат. %) (кривая 2) образцов. Дальнейшее увеличение содержания олова понижает магнетосопротивление и амплитуду осцилляций (кривые 3, 4).

Резкое увеличение амплитуды осцилляций у легированных образцов позволило исследовать осцилляции термомагнитных коэффициентов и их фазовые особенности. На рис. 2 приведены осцилляции холловской компоненты  $\rho_{xy}$  коэффициента поперечного эффекта Нернста—Этингсгаузена  $Q_{xy}(H \parallel C_3, \nabla T \parallel C_3, \nabla C_2)$ , поперечной термоэдс  $\alpha_{xx}(H \parallel C_3, \nabla T \parallel C_2)$ , поперечного магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  для образцов с разным содержанием олова, продольной термоэдс  $\alpha_{zz}$ , продольного магнетосопротивления  $\rho_{zz}$ . Обращают на себя внимание следующие особенности: осцилляции продольного и поперечного сопротивлений и поперечной термоэдс находятся в фазе (максимумам соответствует выход уровней Ландау). Минимумы осциллирующего вклада про-

Параметры исследованных образцов  $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3 < \text{Sn} >$  при 4,2 К:  $p$ —концентрация дырок,  $S$ —площадь экстремального сечения поверхности Ферми при  $H \parallel C_3$ ;  $m_c/m_0$ —циклотронная масса;  $T_D$ —температура Дингса;  $\mu$ —подвижность;  $\rho_{300\text{K}}$   $\rho_{4,2}$ —удельное сопротивление при 300 и 4,2 К соответственно

Содержание Sn, ат. %	$S \cdot 10^{-12}$ , см <sup>2</sup>	$p \cdot 10^{19}$ , см <sup>-3</sup>	$m_c/m_0$	$T_D$ , К	$\mu \cdot 10^{11}$ , см <sup>2</sup> /В·с	$\rho_{300\text{K}}$ , мОм·см	$\rho_{4,2}$ , мОм·см
0	9,2±0,3	2,1	0,12±0,03	8,2±2	6,0	8,7	0,52
0,05	11,1±0,3	2,2	0,11±0,03	6±1	9,5	2,4	0,26
0,10	11,2±0,3	2,6	0,11±0,02	7±1	6,0	2,2	0,37
0,15	11,2±0,3	2,6	0,10±0,02	6±2,0	8,5	1,7	0,32
0,25	11,9±0,4	3,4	0,13±0,03	7,3±1,8	2,0	1,7	0,74
0,30	—	4,2	—	—	1,9	2,0	1,00
0,50	—	12,6	—	—	0,3	1,6	1,72
0,70	—	29,5	—	—	0,2	1,2	1,19

дольной термоэдс и поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена сдвинуты в сильные поля на 1/4 периода относительно выходов уровней Ландау.

Эффект резкого увеличения амплитуды осцилляций Шубникова—де Гааза при небольшом легировании наблюдается у  $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3$  впервые и может быть объяснен осцилляциями экранировки заряженных примесных центров в магнитном поле. При низких температурах в легированных материалах основным механизмом рассеяния, определяющим время релаксации  $\tau$  носителей тока и, следовательно, ширину уровня Ландау  $\Gamma \sim \hbar/\tau$ , является рассеяние на ионизированной примеси. При совпадении уровня Ландау с энергией Ферми  $\varepsilon_F$  плотность

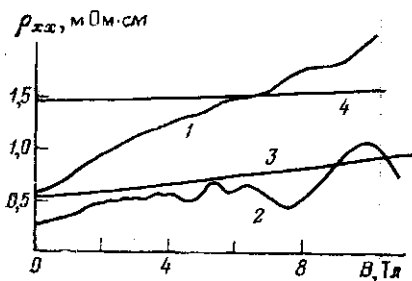


Рис. 1

Рис. 1. Зависимости поперечного магнетосопротивления  $\text{Bi}_2\text{Te}_3(\text{Sn})$  от содержания олова (в ат. %): 0 (1); 0,1 (2); 0,3 (3); 0,7 (4) при  $T=4,2$  К

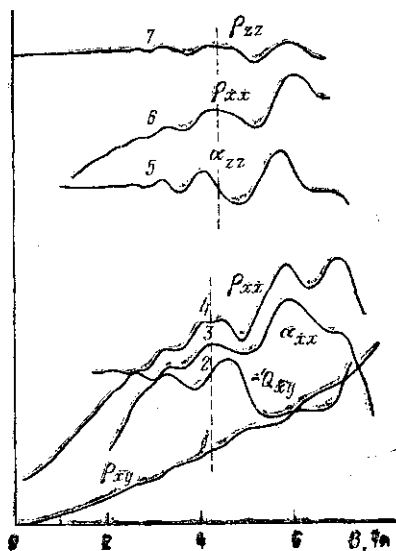


Рис. 2

Рис. 2. Квантовые осцилляции холловской компоненты  $\rho_{xy}$  (1); коэффициента  $Q_{xy}$  поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена (2); поперечной термоэдс  $\alpha_{xx}$  (3); поперечного магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  (4, 6); продольной термоэдс  $\alpha_{zz}$  (5); продольного магнетосопротивления  $\rho_{zz}$  (7) при  $T=4,2$  К. Содержание олова в образцах: 0,1 (1—4) и 0,25 ат. % (5—7)

состояний редко возрастает, что приводит к уменьшению радиуса экранирования, а значит, и величины  $\Gamma$ , уменьшению рассеяния и увеличению амплитуды осцилляций [4, 5]. Расчет этого эффекта при упругом рассеянии для параболической зоны приведен в [6].

4. Известно, что выходам уровней Ландау соответствуют максимумы поперечной проводимости  $\sigma_{xx}$  в зависимости  $\sigma_{xx}(H)$ . Для компонент тензора магнетосопротивления справедливы следующие выражения ( $H \parallel z$ ):

$$\rho_{zz} = 1/\sigma_{zz}, \quad \rho_{xy} = \sigma_{xy}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2), \quad \rho_{xx} = \sigma_{xx}/(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2). \quad (1)$$

В сильных магнитных полях  $\sigma_{xx} \sim \sigma_0(\omega\tau)^{-2}$ ,  $\sigma_{xy} \sim \sigma_0(\omega\tau)^{-1}$ ,  $\sigma_{zz} \sim \sigma_0$ , где  $\sigma_0 = \sigma(H=0)$ . В случае одного типа носителей  $\sigma_{xx}/\sigma_{xy} \sim (\omega\tau)^{-1} \ll 1$  и  $\rho_{xx} \sim \sigma_{xx}/\sigma_{xy}^2$ , выходам уровней Ландау соответствуют максимумы  $\rho_{xx}$ . Так как продольная проводимость  $\sigma_{zz}$  имеет минимумы при выходах уровней Ландау [7], то из (1) следует, что продольное магнетосопротивление  $\rho_{zz}$  при этом будет иметь максимумы, т. е. находится в фазе с  $\rho_{xx}$ .

В висмуте и его сплавах в термоэдс преобладающий вклад вносит диффузионная термоэдс. В этом случае можно показать, что осцилляции поперечной термоэдс  $\alpha_{xx}$  описываются выражением [8]

$$\alpha_{xx} = -\chi_{xy}/\sigma_{xy}, \quad (2)$$

где осцилляции коэффициента  $\chi_{xy}$  повторяют осцилляции плотности состояний. Отмеченная особенность реализуется экспериментально в синфазности наблюдаемых осцилляций поперечной термоэдс и сопротивления (см. рис. 2, кривые 3, 4).

Сдвиг в  $1/4$  периода у продольной термоэдс  $\alpha_{zz}$  можно объяснить из данных работы [9]. При низких температурах и упругом рассеянии

$$\alpha_{zz} = \frac{1}{3} \left( \frac{\pi^2 kT}{e} \right) kT \left| \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon = \varepsilon_F} \sigma_{zz}^{-1}. \quad (3)$$

Наличие производной приводит к сдвигу в  $1/4$  периода в фазе осцилляций  $\alpha_{zz}$  (см. рис. 2, кривую 5).

5. Осцилляции коэффициента поперечного эффекта Нернста—Эттингсгаузена рассмотрены теоретически в [8]. В случае сильной компенсации

$$Q_{xy} = \left( \frac{\chi_{xx}}{\sigma_{xy}} \right) - \left( \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}} \right) \left( \frac{\chi_{xy}}{\sigma_{xy}} \right), \quad (4)$$

где коэффициент  $\chi_{xx}$  — логарифмическая производная от соответствующей проводимости  $\sigma_{xx}$  по энергии. Ввиду малой амплитуды осцилляций  $Q_{xy}$  экспериментальные данные по фазе осцилляций  $Q_{xy}$  практически отсутствуют. Полученный в настоящей работе сдвиг минимума осциллирующего вклада  $Q_{xy}$  на  $1/4$  периода в сильные поля относительно выходов уровней Ландау означает, что в выражении (4) первый член существенно больше второго.

Наиболее интересный результат связан с необычайно сильными осцилляциями холловской компоненты  $\rho_{xy}$  у легированных образцов, имеющими вид серии горизонтальных плато (рис. 3). На рис. 3 представлены также осцилляции поперечного магнетосопротивления при двух температурах. Плато наиболее отчетливо проявляются при сверхнизких температурах (рис. 3, 5). Напряжение Холла на плато постоянно с высокой степенью точности, плато строго соответствуют интервалу индукции магнитного поля, в котором поперечное магнетосопротивление изменяется от минимума до максимума, в том числе и при спиновом расщеплении. Абсолютное значение магнетосопротивления в минимумах уменьшается приблизительно логарифмически с понижением температуры.

Легирование оловом резко изменяет также температурные зависимости сопротивления (рис. 4): увеличивается анизотропия сопротивлений, появляется особенность при  $T \approx 60$  К, которая наиболее отчетливо проявляется вдоль оси  $C_3$ . Кроме того, в интервале температур 0,5—4,2 К сопротивление легированных образцов немного возрастает; этот рост соответствует энергии активации  $\sim 1$  мэВ. У нелегированных образцов сопротивление при  $T < 4,2$  К практически не изменяется.

6. Столь необычные свойства  $p$ - $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  можно объяснить наличием примесной зоны над потолком зоны тяжелых дырок (положение зоны тяжелых дырок рассчитано в [10]), отщепленной на небольшую энергию или даже частично перекрывающейся с хвостом плотности состояний последней (см. вставку на рис. 3). На это указывает отсутствие существенного изменения экстремальных сечений поверхности Ферми

легких дырок при увеличении концентрации олова вплоть до 0,3 ат. % (см. таблицу). Рост сопротивления при понижении  $T$  от 4,2 до 0,5 К связан с локализацией дырок в примесной зоне, этим же объясняется уменьшение величин сопротивлений в магнитном поле в минимумах осцилляций при понижении температуры. Такая локализация возможна потому, что для зоны тяжелых дырок условие сильного легирования не выполнено, хотя оно справедливо для зоны легких дырок, что связано со значительными различиями в эффективных массах носителей заряда в этих зонах.

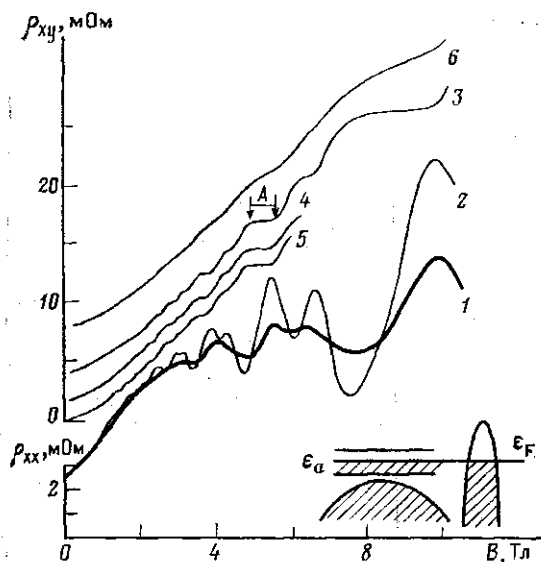


Рис. 3

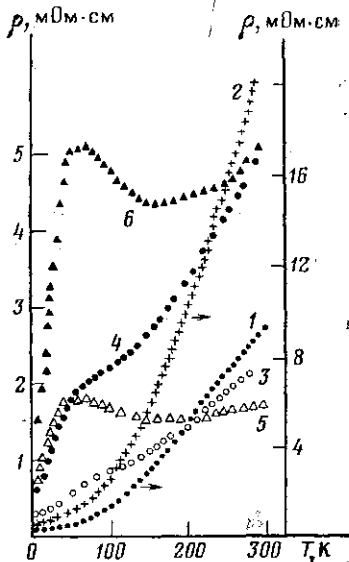


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость поперечного магнетосопротивления  $\rho_{xy}$  и холловской компоненты  $\rho_{xx}$  от магнитного поля при  $T=4,2$  (1, 6); 1,6 (2, 3); 1,0 (4) и 0,5 К (5). Кривые 3, 4, 6 смещены по оси ординат. На вставке — схема расположения экстремумов валентной зоны у  $\text{Bi}_2\text{Te}_3(\text{Sn})$ ;  $\epsilon_a$  — примесная зона

Рис. 4. Зависимости сопротивлений вдоль оси  $C_2$  (1, 3, 5) и вдоль оси  $C_3$  (2, 4, 6) у образцов  $\text{Bi}_2\text{Te}_3(\text{Sn})$  с содержанием олова (в ат. %): 0 (1, 2); 0,05 (3, 4); 0,25 (5, 6)

Активация носителей заряда из примесной зоны в зону тяжелых дырок в легированных оловом образцах и возникающее межзонное рассеяние могут служить причиной возникновения особенностей на зависимостях  $\rho(T)$  (см. рис. 4). Поскольку анизотропия сопротивлений в легированных и нелегированных образцах отличается (ср. кривые 1, 2 и 5, 6 на рис. 4), то можно предположить, что зона тяжелых дырок обладает существенной анизотропией, отличной от анизотропии зоны легких дырок.

Появление плато на зависимости холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  от магнитного поля может быть объяснено стабилизацией уровня Ферми  $\epsilon_F$  в примесной зоне с высокой плотностью состояний. Действительно, в пренебрежении второй группой дырок с малой подвижностью и большой эффективной массой (тяжелые дырки) константа Холла  $R_H = a/(pec)$ , где  $a = \text{const}$ . Тогда

$$\rho_{xy}(B) = aB/(pca), \quad (5)$$

где  $a$  — поперечный размер образца. В квантующем магнитном поле (для легких дырок) концентрация носителей тока равна

$$p = \sum_{n=0}^{n=n_{\max}} (eB/c\hbar) (p_{z_{\max}}^n / 2\pi\hbar), \quad (6)$$

где фактор  $eB/c\hbar$  учитывает вырождение  $n$ -го уровня Ландау в магнитном поле, а член  $p_{z_{\max}}^n / 2\pi\hbar$  определяет число состояний на  $n$ -м уровне за счет дисперсии по направлению  $z$  вдоль магнитного поля. Если уровень Ферми  $\epsilon_F$  фиксирован, то число дырок на каждом уровне Ландау растет линейно с ростом магнитного поля  $B$  вследствие вырождения уровня (этот факт учитывается первым сомножителем в (6)). За счет наличия дисперсии вдоль оси  $z$  величина максимального квазиимпульса  $p_{z_{\max}}^n$  с ростом  $B$  будет уменьшаться и, следовательно, концентрация легких дырок  $p$  будет увеличиваться несколько медленнее, чем линейно, что приведет к наклону плато в зависимости  $\rho_{xy}(B)$ .

Для количественной оценки эффекта будем считать закон дисперсии легких дырок квадратичным. Оценим, например, величину наклона для плато  $A$ , отмеченного на рис. 3 стрелками. Для этого плато под уровнем Ферми остается пять уровней Ландау (с учетом спинового расщепления). Отношение спинового расщепления к орбитальному у легких дырок в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  равно 0,61. Энергия  $n$ -го уровня равна [11]

$$\epsilon_{n,s}(p_z) = \hbar\omega_c(n + 1/2) + (1/2)sg\mu_B B + p_z^2/2m^*, \quad (7)$$

где  $s$  — спиновое квантовое число,  $m^*$  — эффективная масса,  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  —  $g$ -фактор. Приравнявая  $\epsilon_{n,s}(p_z)$  энергии Ферми, из уравнения (7) можно определить граничное значение импульса для каждого уровня, а затем по формуле (6) вычислить увеличение концентрации дырок при возрастании магнитного поля от начала до конца плато. Сделанная таким образом оценка показывает, что в области плато  $A$  величина  $\rho_{xy}(B)$  меняется примерно на 6%. Отличие закона дисперсии дырок в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  от квадратичного, а также конечность ширины примесной зоны могут несколько изменить приведенную оценку.

Следует отметить внешнее сходство наблюдавшихся зависимостей  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  от магнитного поля с квантовым эффектом Холла в двумерных системах [12]. Экспериментально наблюдается уменьшение наклона плато и увеличение его ширины с понижением температуры. Абсолютные значения поперечного магнетосопротивления  $\rho_{xx}$  в минимумах при понижении температуры уменьшаются, как и в случае квантового эффекта Холла. Однако существует ряд отличий: угловые зависимости экстремальных сечений поверхности Ферми соответствуют эллипсоидальным изоэнергетическим поверхностям, а не цилиндрическим; минимумы магнетосопротивления совпадают с началом плато, а не с серединой. Максимум, соответствующий прохождению очередного уровня Ландау через уровень Ферми  $\rho_{xx}(B)$ , совпадает с концом плато в зависимости  $\rho_{xy}(B)$ . Указанные отличия не удивительны, поскольку возникновение плато в исследованных условиях связано с механизмом, отличным от механизма квантового эффекта Холла: появление их обусловлено перераспределением носителей заряда между свободными и локализованными состояниями в магнитном поле.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гольцман Б. Н., Кудинов В. А., Смирнов И. А. // Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . М., 1972. [2] Köhler H. // Phys. Stat. Sol. (b). 1976. 74. P. 591. [3] Horak J., Tichy L. // Phys. Stat. Sol. (a). 1972. 9. P. 369. [4] Bando H., Oshima K., Manabe M., Suzuki M. // Solid State Comm. 1982. 43, N 1. P. 35. [5] Мошчалков В. В., Миронова Г. А. // Письма в ЖЭТФ. 1977. 26, № 7. С. 538. [6] Streda P. S. // Czech. J. Phys. 1983. В33. P. 49. [7] Аскеров Б. М. // Кинетические эффекты в полупроводниках. Л., 1970. С. 238. [8] Зырянов П. С., Клинггер М. И. // Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках. М., 1976. [9] Галев В. Н., Кульбачинский В. А., Сидоренко Н. А., Скипидаров С. Я., Цветкова Н. А. // Физ. низ. температур. 1986. 12, № 6. С. 590. [10] Олешко Е. В., Королюшин В. Н. // ФТТ. 1985. 27. С. 2856. [11] Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. // Электронная теория металлов. М., 1971. С. 76. [12] Рашба Э. И., Тимофеев В. Б. // ФТП. 1986. 20. С. 977.

Поступила в редакцию  
18.03.88

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

УДК 592.315

### ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ГРАНИЦЕ $\text{Si-SiO}_2$ ПРИ ЛАВИННОЙ ИНЖЕКЦИИ

С. Н. Козлов, А. Ю. Потанов

(кафедра общей физики для химического факультета)

Исследовано влияние перезарядки поверхностных состояний границы раздела  $\text{Si-SiO}_2$  на процесс лавинной инжекции электронов. Показано, что рост плотности поверхностных состояний зависит от режима проведения лавинной инжекции.

Известно, что инжекция горячих носителей заряда через границу раздела  $\text{Si-SiO}_2$  сопровождается возрастанием плотности электронных состояний на поверхности кремния [1, 2]. Этот эффект привлекает в последние годы большое внимание, поскольку является одной из основных причин деградации МДП-приборов [2]. Весьма актуальна проблема выбора оптимального режима работы элементов микросхем, в которых возможен разогрев носителей заряда до энергий, достаточных для активного воздействия на границу  $\text{Si-SiO}_2$ . В настоящей работе изучено влияние зарядового состояния центров захвата границы раздела  $\text{Si-SiO}_2$  на процесс лавинной инжекции электронов из кремния в окисел и на эффективность дефектообразования в переходном слое  $\text{Si-SiO}_2$ .

**Методика эксперимента.** Исследовались структуры  $\text{Al-SiO}_2\text{-Si}$ , изготовленные на основе кремния  $p$ -типа с концентрацией легирующей примеси (бора)  $N_B = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Слой  $\text{SiO}_2$  толщиной 1000 Å создавался термическим окислением поверхности (100) кремния в сухом кислороде с добавкой хлорсодержащей компоненты. Алюминиевый электрод площадью  $6,8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$  наносился на поверхность окисла методом термического распыления в вакууме. Лавинная инжекция электронов из кремния в окисел осуществлялась в импульсном режиме (на алюминиевый электрод подавалась последовательность прямоугольных импульсов положительного напряжения). Количество инжектированных через границу раздела  $\text{Si-SiO}_2$  электронов измерялось с помощью электрометрического усилителя В7-30. Информация