

О РОЛИ МЕЖДУДОЛИННОГО РАССЕЯНИЯ В РЕКОМБИНАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРЕМНИИ

М. Аше, О. Г. Сарбей

Показано, что междудолинное рассеяние в *n*-кремнии приводит к появлению максимумов на зависимости коэффициента, обусловленной фононами рекомбинации электронов от электрического поля.

Большинство известных данных по фононной рекомбинации носителей тока в полупроводниках хорошо объясняется [1] на основе теории каскадной рекомбинации [2] с участием длинноволновых акустических фононов. Хотя в литературе [2 — 5] и рассматривалась рекомбинация с участием оптических и коротковолновых акустических фононов, однако специальных экспериментальных исследований этого вопроса не проводилось. Между тем он представляет интерес, так как если энергия высокоэнергетического фонона $\hbar\omega$ больше, чем энергия рекомбинационного уровня E_R , то рекомбинация с участием таких фононов на притягивающих центрах должна иметь необычную полевую зависимость. Действительно, чтобы иметь возможность рекомбинировать с излучением $\hbar\omega$, носитель тока должен иметь энергию по крайней мере равную $\hbar\omega - E_R$. Если средняя тепловая энергия kT меньше, чем эта разность, то заметная рекомбинация будет проходить только при разогреве электронов. Поэтому вместо обычного уменьшения ее с ростом поля в этом случае в некотором интервале полей должен наблюдаться максимум рекомбинации.

В настоящем сообщении изложены некоторые экспериментальные и теоретические данные о влиянии междудолинного рассеяния на рекомбинацию электронов на уровнях фосфора в кремнии в условиях частичного вымораживания электронов на эти уровни ($T = 27,1$ К).

Исследовались зависимости концентрации электронов и времени убывания дополнительно возбужденных с донорных уровней носителей от электрического поля. При этом предполагалось, что как стационарная концентрация, так и указанное время зависят от всех процессов генерации и рекомбинации в соответствии с хорошо известным уравнением

$$\frac{dn}{dt} = A_T (N_D - N_A - n) - B_T (N_A + n)n + A_J (N_D - N_A - n)n + B_J (N_A + n)n^2,$$

Как показано в [6], коэффициенты A_T, B_T, A_J и B_J можно определить, измеряя стационарную концентрацию и время убывания концентрации неравновесных носителей для двух кристаллов с различным уровнем легирования. Концентрации доноров и акцепторов в наших образцах определялись из тщательных холловских измерений и равнялись

$$N_D^I = 4,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}; N_A^I = 9,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3};$$

$$N_D^{II} = 0,58 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}; N_A^{II} = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

Для определения стационарной концентрации электронов в греющих полях измерялись вольт-амперные характеристики проводимости образцов, вырезанных в $\langle 111 \rangle$ направлении. Концентрация электронов вычислялась из таких характеристик с использованием данных о зависимости дрейфовой скорости от поля, полученных в [7] методом времени пролета. При этом в области слабых греющих полей вводилась поправка, обусловленная различной концентрацией рассеивающих центров в различных кристаллах. Для измерения времени жизни электронов использовался метод двойного наложенного импульса, описанный в [5].

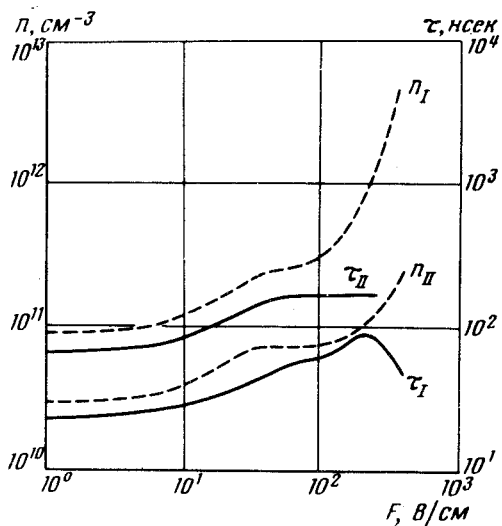


Рис.1. Зависимость стационарной концентрации электронов и времени убывания неравновесных носителей от электрического поля; I, II — образцы с разными N_D и N_A , величины которых указаны в тексте

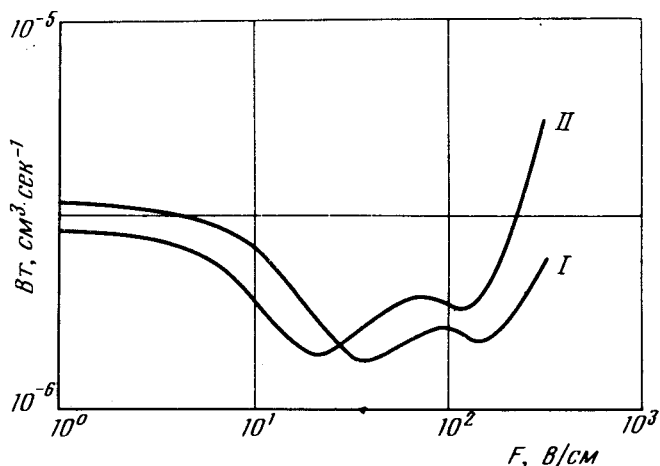


Рис.2. Зависимость суммарного коэффициента фоновой рекомбинации B_T от электрического поля; I — полученная из экспериментальных данных рис.1, II — вычисленная теоретически

На рис. 1 показаны результаты измерения времени жизни электронов и определения зависимости их концентрации в зоне проводимости от электрического поля. Полученный из этих данных интересный нас ход фоновой части рекомбинации электронов, характеризуемый коэф-

коэффициентом B_T , показан на рис. 2 кривой 1. Видно, что с наступлением разогрева электронов фоновая рекомбинация вначале уменьшается до полей порядка 30 В/см, затем вновь возрастает, достигая максимума при поле около 90 В/см, и при полях, больших 150 В/см быстро растет во второй раз. Такой сложный ход B_T естественно связать с наличием двух групп высокотемпературных фононов, взаимодействующих с электронами в кремнии и приводящих к междолинным перебросам последних.

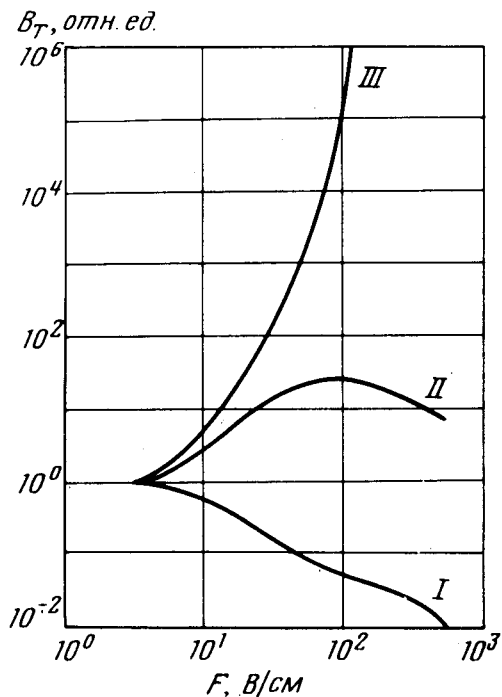


Рис. 3. Зависимость слагаемых коэффициента B_T от электрического поля для: I — рекомбинации с излучением длинноволновых акустических фононов; II — с излучением фононов с $\hbar\omega_1 = 220$ К; III — с излучением фононов с $\hbar\omega_2 = 720$ К

Для подтверждения этой точки зрения были проведены расчеты фоновой части рекомбинации электронов на уровнях фосфора по модели Лэкса [2], в которой в функции прилипания учитывалась поправка работы [8], связанная с усреднением вероятности эмиссии фонона по траектории электрона вблизи рекомбинационного центра. При вычислении интегралов, определяющих B_T , в соответствии с моделью Лэкса считалось, что основной и маловозбужденные уровни не дают заметного вклада в B_T , и интегрирование проводилось только начиная с энергии возбужденного уровня фосфора $E_R = -10,9$ мэВ. Функция распределения "горячих" электронов аппроксимировалась функцией Бадда [9] для энергий электронов меньших $\hbar\omega$, когда рассеяние идет только на длинноволновых акустических фононах и заряженных примесях, и функцией, полученной Райком и Рискемом [10] для энергий электронов, больших $\hbar\omega$. Результаты расчетов для слагаемых коэффициента B_T , определяемых рекомбинацией с участием длинноволновых акустических и междолинных фононов с энергиями $\hbar\omega_1 = 220$ К и $\hbar\omega_2 = 720$ К, показаны на рис. 3 (данные нормированы на значения при $F = 0$). Рисунок хорошо демонстрирует различие в полевых зависимостях рекомбинации с участием акусти-

ческих и высокоэнергетических междолинных фононов. Полное значение V_T получается сложением этих составляющих, умноженных на нормировочные факторы (принималось, что отношение констант взаимодействия междолинных и акустических фононов с электронами равны $W_{720\text{K}}/W_{ak} = 2$, $W_{220\text{K}}/W_{ak} = 0,2$ [11]). Результат показан на рис. 2, кривой 2. Видно, что после начального уменьшения V_T с полем наступает рост, обусловленный вступлением в игру междолинных фононов акустической ветви с энергией $\hbar\omega_1 = 220\text{ K}$ и второй быстрый рост при полях 150 В/см из-за междолинных фононов оптической ветви с $\hbar\omega_2 = 720\text{ K}$.

Принимая во внимание приближенный характер использованной функции распределения, можно считать, что теоретическая кривая неплохо согласуется с экспериментальными данными, демонстрируя важную роль рекомбинации с участием междолинных фононов в кремнии в условиях частичного вымораживания электронов.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
25 сентября 1978 г.

Литература

- [1] В.Н.Абакумов, В.И.Перель, И.Н.Ясиевич. ФТП, 12, 3, 1978.
- [2] M.Lax. Phys. Rev., 119, 1502, 1960.
- [3] Ю.А.Быковский, В.Ф.Елесин, В.В.Зуев. ФТП, 3, 1713, 1969.
- [4] J. von Borzeszkowski, J.Scholz. Phys. Stat. Sol. (b), 79, 525, 1977.
- [5] M.Asche, O.G.Sarbey. Phys. Stat. Sol., (a), 31, 27, 1975.
- [6] M.Asche, O.G.Sarbey. Phys. Stat. Sol., (b), (в печати)
- [7] C.Canali, C.Jakoboni, F.Nava, G.Ottaviani, A.Alberigi-Quaranta Phys. Rev., B, 12, 2265, 1975.
- [8] В.Н.Абакумов, И.Н.Ясиевич. ЖЭТФ, 71, 654, 1976.
- [9] H.Budd. Phys. Rev., 140, A2170, 1965.
- [10] H.G.Reik, H.Risken. Phys. Rev., 124, 777, 1961.
- [11] M.Asche, B.L.Boichenko, V.M.Bondar, O.G.Sarbey. Phys. Stat. Sol., (b), 44, 173, 1971.