

Таким образом, обнаруживается двухкомпонентное по физической сущности уширение уровней Ландау. В области  $T < 8$  К, когда выполняется условие (2) с большим запасом, процесс «напрямую» контролируется примесным механизмом и  $T_D \simeq T$ . При повышении температуры ( $T > 8$  К) на первое слагаемое (5) налагается температурно-зависимый компонент, обусловленный электрон-электронным взаимодействием, поскольку  $\tau_{ee}$  становится сравнимым с  $\tau_p$  из-за убывания  $\tau_{ee}$  с температурой по закону  $T^{-2}$ .

Известно [4], что повышение температуры решетки и нагревание электронов электрическим полем  $E$  (при  $T = \text{const}$ ) оказывают на осцилляции ШГ одинаковое воздействие. Именно это обстоятельство использовано в качестве метода измерения эффективной электронной температуры  $T_e$  в [4, 6, 7]. Однако сечение кулоновского взаимодействия электрон-примесный ион несимметрично по отношению к  $T$  и  $T_e$ , и поэтому при измерениях  $T_e$  методом [4], когда сопоставляются участки кривых осцилляций  $\rho(T)$  и  $\rho(E)$ , следует учитывать зависимость  $T_D(T)$ . Очевидно, в этом нет необходимости при измерениях  $T_e(E)$  методом сопоставления температурных и вольт-амперных характеристик кинетических коэффициентов в условиях  $B = \text{const}$  [5, 8, 13].

Автор выражает благодарность Ю. Г. Садофьеву за помощь в проведении экспериментов, В. Ф. Елесину за обсуждение результатов.

#### Список литературы

- [1] Sladek R. J. // Phys. Rev. 1958. V. 110. N 1. P. 817—829.
- [2] Кадушкин В. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 230—240.
- [3] Брандт Н. Б., Чудинов С. М. // Электронная структура металлов. М., 1973. С. 332.
- [4] Isacson R. A., Bridjes F. // Sol. St. Commun. 1966. V. 4. N 8. P. 635—638.
- [5] Быковский Ю. А., Елесин В. Ф., Гарифуллин И. А., Кадушкин В. И., Протасов Е. А., Родионов А. Г. // Изв. вузов СССР. Физика. 1972. № 2 (117). С. 96—100.
- [6] Bauer G., Kahlert H. // Phys. Rev. 1972. V. 5. N 2. P. 566—579.
- [7] Kahlert H., Bauer C. // Phys. Rev. 1973. V. 7. N 6. P. 2670—2682.
- [8] Кадушкин В. И., Протасов Е. А., Родионов А. Г., Толокнов Н. А. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 9. С. 1786—1788.
- [9] Дмитриев А. И., Лашкарев Г. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 706—709.
- [10] Каратаев В. В., Резников М. И., Тальянский В. И. // Поверхность. 1989. № 6. С. 50—53.
- [11] Дубинская Л. С. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. В. 3. С. 801—811.
- [12] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 352 с.
- [13] Кадушкин В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 3. С. 1113—1115.

Научно-исследовательский  
технологический институт  
Рязань

Получено 18.01.1990  
Принято к печати 22.05.1990

*ФТП, том 24, вып. 11, 1990*

### О ВЛИЯНИИ РЕКОМБИНАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ПАРАМЕТРЫ СИГНАЛА В МЕТОДЕ ФОТОДЕФЛЕКЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Григорьев В. В., Зуев В. В., Мехтиев М. М., Петровский А. Н.,  
Сальник А. О.

Одним из перспективных методов современной фотоакустической спектроскопии является разработанный недавно метод фотодефлекционной спектроскопии (ФДС), или так называемый метод «мираж»-эффекта [1] и его модификация для исследования полупроводников [2]. Бесконтактный характер метода ФДС позволяет измерять значения основных тепловых и электронных параметров полупроводника — коэффициентов температуропроводности  $D_T$  и диффу-

зии носителей заряда  $D$ , времени жизни неосновных носителей заряда  $\tau_n$  — в образцах кремния широкого диапазона значений удельного сопротивления обоих типов проводимости [3, 4].

Физический принцип метода ФДС заключается в индуцировании мощным возбуждающим излучением градиента показателя преломления полупроводника, который может быть обнаружен по отклонению пробного луча света, проходящего сквозь исследуемый образец в непосредственной близости от облучаемой поверхности. В полупроводниках указанный градиент формируется под действием двух механизмов — градиента температуры образца и градиента концентрации фотоиндуцированных неравновесных носителей [2].

Обычно в экспериментах по методу ФДС используют амплитудно-модулированное лазерное возбуждающее излучение [2-4], но в последнее время появились сообщения о первых попытках определения параметров полупроводника методом ФДС с импульсным возбуждением [5]. Однако в этой работе для пространственного распределения температуры в образце учтено изменение тепловой энергии лишь за счет переноса тепла решеткой. При этом не принимается во внимание влияние рекомбинации носителей на выделение тепла, которое, как будет показано далее, существенно изменяет вид ФДС сигнала.

Поглощение полупроводником возбуждающего излучения с энергией кванта  $h\nu$  приводит к изменению температуры  $T(x, t)$  внутри образца. При этом объемные источники тепла обусловлены как быстрой термализацией носителей (за времена  $\sim 10^{-12}$  с) с выделением энергии  $(h\nu - E_g)$  на каждый носитель, так и рекомбинацией, при которой выделяется энергия, равная ширине запрещенной зоны  $E_g$  при каждом акте рекомбинации. Первый источник имеет вид  $(h\nu - E_g) I_0 \alpha e^{-\alpha x} \Theta(t) \Theta(t_n - t)$ , где  $I_0$  — поток квантов возбуждающего излучения,  $\alpha$  — коэффициент поглощения полупроводника,  $\Theta(t)$  — единичная функция,  $t_n$  — время действия возбуждающего излучения. Второй источник равен  $E_g N(x, t) / \tau_n$ , где  $N(x, t)$  — концентрация неравновесных фотоиндуцированных носителей. Как указывалось выше, второй источник тепла не учитывался в [5].

Таким образом, уравнение для температуры представляется в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D_T \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + E_g \frac{D_T}{k} \frac{N(x, t)}{\tau_n} + (h\nu - E_g) I_0 \alpha e^{-\alpha x} \Theta(t) \Theta(t_n - t) \frac{D_T}{k}, \quad (1)$$

где  $k$  — коэффициент теплопроводности полупроводника.

Граничное и начальное условия записываются как

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = E_g S N(0, t), \quad (2)$$

$$T(x, 0) = 0, \quad (3)$$

где  $S$  — скорость поверхностной рекомбинации. Отметим, что под  $T(x, t)$  мы понимаем превышение температуры образца над средней до возбуждения, которое в экспериментальных условиях обычно не превышает нескольких градусов. Поэтому, как и авторы [2, 5], мы считаем параметры образца  $D$ ,  $D_T$ ,  $\tau$  и  $k$  не зависящими от температуры.

Уравнение (1) с граничным и начальным условиями (2), (3) имеет следующее общее решение:

$$\begin{aligned} T(x, t) = & E_g \frac{D_T}{k \tau_n} \frac{1}{\sqrt{4\pi D_T}} \int_0^t \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \int_0^\infty N(\eta, \tau) \left[ e^{-\frac{(x-\eta)^2}{4D_T(t-\tau)}} + e^{-\frac{(x+\eta)^2}{4D_T(t-\tau)}} \right] d\eta + \\ & + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{S}{k} E_g \sqrt{D_T} \int_0^t \frac{N(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} e^{-\frac{x^2}{4D_T(t-\tau)}} d\tau + (h\nu - E_g) \frac{I_0 \alpha}{2k} D_T \int_0^t \Theta(\tau) \Theta(t_n - \tau) e^{\alpha^2 D_T(t-\tau)} \times \\ & \times \left( e^{-\alpha x} \operatorname{erfc} \left( \alpha \sqrt{D_T(t-\tau)} - \frac{x}{\sqrt{4D_T(t-\tau)}} \right) + \right. \end{aligned}$$

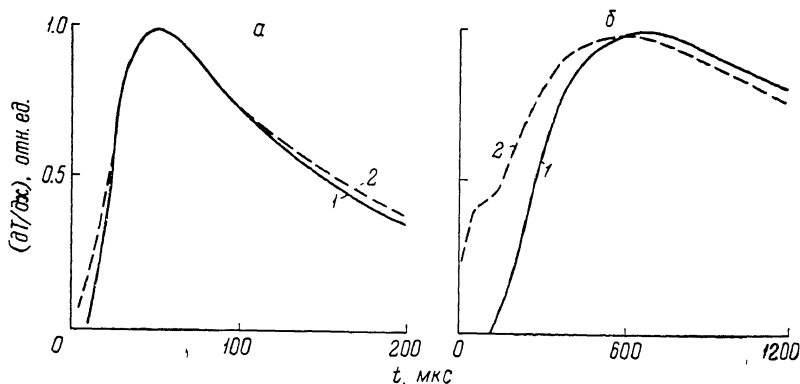
$$+ e^{\alpha x} \operatorname{erfc} \left( \alpha \sqrt{D_T(t-\tau)} + \frac{x}{\sqrt{4D_T(t-\tau)}} \right) \Bigg\} d\tau. \quad (4)$$

В экспериментальной ситуации обычно выполняются условия  $t_n \ll \tau_n$ ,  $\Delta t$ , где  $\Delta t$  — промежуток времени, за который происходят наиболее значительные изменения в концентрации носителей. Кроме того, для возбуждающего излучения из видимого диапазона можно считать, что

$$\alpha^{-1} \ll D/S. \quad (5)$$

Для малой скорости поверхностной рекомбинации, т. е. для

$$S \ll \sqrt{D/\tau_n}, \quad (6)$$



Расчетные временные зависимости градиента температуры без учета (1) и с учетом (2) объемной рекомбинации носителей заряда ( $D=35 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\tau_n=35 \text{ мкс}$ ).

$\Gamma$  (в  $\text{с}^{-1}$ ) — амплитуда выражения (7),  $r$  — отношение  $\Gamma$  к амплитуде последнего члена в (7), т. е. «чисто» теплового члена, учитываемого в работе [5],  $t_{m1}$ ,  $t_{m2}$  — положения максимумов. а)  $x=150 \text{ мкм}$ ,  $\Gamma=5345$ ,  $r=1.15$ ,  $t_{m1}=52 \text{ мкс}$ ,  $t_{m2}=48 \text{ мкс}$ ; б)  $x=550 \text{ мкм}$ ,  $\Gamma=619$ ,  $r=1.80$ ,  $t_{m1}=671 \text{ мкс}$ ,  $t_{m2}=599 \text{ мкс}$ .

при указанных упрощениях выражение для производной по пространственной координате от температуры принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial x} = & \frac{I_0 t_n}{2k} E_g \left\{ \frac{D_T}{(D-D_T)\tau_n} e^{\frac{D_T t}{(D-D_T)\tau_n}} \left[ e^{\frac{x}{\sqrt{(D-D_T)\tau_n}}} \left[ \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{D t}{(D-D_T)\tau_n}} + \frac{x}{2\sqrt{D t}} \right) - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. - \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{D_T t}{(D-D_T)\tau_n}} + \frac{x}{2\sqrt{D_T t}} \right) \right] - e^{-\frac{x}{\sqrt{(D-D_T)\tau_n}}} \times \right. \\ & \left. \times \left[ \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{D t}{(D-D_T)\tau_n}} - \frac{x}{2\sqrt{D t}} \right) - \operatorname{erf} \left( \sqrt{\frac{D_T t}{(D-D_T)\tau_n}} - \frac{x}{2\sqrt{D_T t}} \right) \right] \right] - \\ & \left. - \frac{h\nu - E_g}{E_g} \frac{x}{\sqrt{\pi D_T}} e^{-\frac{x^2}{4D_T t}} t^{-3/2} \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь в (4) подставлено выражение для  $N(x, t)$  из работы [5].

На рисунке, а и б приведены зависимости  $\partial T/\partial x$  от времени, рассчитанные по (7) для кремния при двух значениях глубины зондирования.

Как следует из рисунка, влияние объемной рекомбинации сильнее сказывается при глубинах зондирования, сравнимых с диффузионной длиной носителей, равной в данном случае 350 мкм. Это объясняется тем, что на таких расстояниях рекомбинация происходит при наиболее неоднородном пространственном распределении носителей. Влияние рекомбинации проявляется как в форме кривой (появляются характерные изломы; см. рисунок), так и в общем возрастании величины сигнала: коэффициент  $r$  меняется при этом от 1.15 до 1.80.

Отметим, что время возникновения изломов на временной зависимости  $\partial T/\partial x$  сопоставимо с временем жизни носителей заряда. Это обстоятельство

открывает возможность непосредственного определения  $\tau_{11}$  по сигналу в методе ФДС в дополнение к методике, изложенной в работе [5]. Заметим также, что изменение формы сигнала сопровождается смещением положения максимума.

Для образца на рисунке,  $b$  оно составляет  $\sim 70$  мкс, или (в отн. ед.)  $\sim 10\%$ . Экспериментальные исследования в этой области находятся в стадии завершения.

#### Список литературы

- [1] Voccaro A. C., Fournier D., Badoz J. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 2. P. 130—132.
- [2] Fournier D., Voccaro A. C., Skumanich A., Amer N. M. // J. Appl. Phys. 1986. V. 47. N 3. P. 787—795.
- [3] Зуев В. В., Петровский А. Н., Сальник А. О. // Высокочистые вещества. 1988. № 2. С. 213—216.
- [4] Зуев В. В., Петровский А. П., Сальник А. О. // Теплофизика высоких температур. 1988. № 6. С. 1033—1035.
- [5] Pelz J., Fournier D., Voccaro A. C. // Techn. Dig. 5 Int. Top. Meeting on Photoacoustic and Photothermal Phenomena. Heidelberg, 1987. P. 241—244.

Московский  
инженерно-физический институт

Получено 5.04.1990  
Принято к печати 6.06.1990

ФТП, том 24, вып. 11, 1990

## ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ НА КРАЕВУЮ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $n$ -InP

Коршунов Ф. П., Радауцан С. И., Соболев Н. А., Тигиняну И. М.,  
Кудрявцева Е. А., Урсу В. А., Цыпенков И. Н., Ламм В. Н.,  
Шераухов В. А.

В работе [1] сообщалось об обнаружении двух полос фотолюминесценции (ФЛ) при 1.305 и 1.392 эВ ( $T=4.2$  К) в облученных быстрыми электронами объемных монокристаллах  $n$ -InP. Предполагалось, что они обусловлены собственными дефектами решетки. Для получения дополнительной информации о природе центров, ответственных за упомянутые полосы ФЛ, в данной работе исследуются спектры ФЛ номинально не легированных эпитаксиальных слоев  $n$ -InP, обладающих низким уровнем неконтролируемого примесного фона, после облучения электронами с энергией 3.5—4 МэВ. Концентрация и подвижность электронов в слоях  $n$ -InP, полученных из газовой фазы по методике, описанной в [2], при 77 К составляли  $2 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  и  $7.8 \cdot 10^4$  см $^2$ /(В·с) соответственно. Облучение флюенсами электронов  $1 \cdot 10^{15}$ — $3 \cdot 10^{16}$  см $^{-2}$  проводилось при комнатной температуре. ФЛ возбуждалась при  $T=4.2$  К светом аргонового лазера, анализировалась решеточным монохроматором и регистрировалась охлаждаемым ФЭУ с фотокатодом типа С-1.

На рис. 1 представлены спектры ФЛ слоев  $n$ -InP в экситонной области до и после электронного облучения. В исходных образцах доминирует люминесценция свободных экситонов ( $X$ ) и экситонов, связанных на нейтральных и заряженных донорах ( $D^0X$  и  $D^+X$ ) [3]. Помимо основного состояния ( $n=1$ ) наблюдается первое возбужденное состояние ( $n=2$ ) свободного экситона. Проявляются также экситоны, связанные на мелких акцепторах ( $A^0X$ ) [3], хотя интенсивность линий  $A^0X$  на 2 порядка величины меньше интенсивности линий  $X$  и  $D^0X$ . Кроме перечисленных пиков, в спектре ФЛ присутствуют широкая полоса с максимумом при 1.40 эВ и несколько узких линий в более длинноволновой области (рис. 2). Дублет вблизи 1.333 эВ является, по-видимому, LO-фононным повторением дублета вблизи 1.377 эВ. Природа дублета, а также двух слабых линий при 1.3445 и 1.3392 эВ не ясна и требует дополнительных