

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТРЫ DLTS ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ

В.В. Пешев

Юргинский технологический институт Томского политехнического университета

E-mail: peshev@tpu.ru

Получено аналитическое выражение для описания спектров DLTS дефектов в полупроводниках, содержащих встроенные электрические поля областей разупорядочения. Из сопоставления расчетных и экспериментальных спектров для GaAs *n*-типа, облученного быстрыми нейтронами, сделана попытка связать происхождение *U*-полосы с известными радиационными дефектами *P2* и *P3*. Учитывалось, что форма и местоположение пиков дефектов в спектрах DLTS изменены вследствие влияния внутренних электрических полей на скорость эмиссии электронов с уровней этих дефектов.

Введение

Известно, что при облучении GaAs *n*-типа альфа-частицами, протонами ($E > 10$ МэВ) и нейтронами в спектрах DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) появляется широкая полоса, называемая *U*-полосой. Природа этой полосы не установлена однозначно, хотя в литературе имеются некоторые предположения об ее происхождении [1].

В данной работе сделана попытка получить аналитическое выражение для спектра DLTS, учитывающее наличие встроенных электрических полей, и с его помощью связать возникновение *U*-полосы с известными радиационными дефектами *P2* и *P3* [2]. При этом полагалось, что эти дефекты локализованы в электрических полях областей разупорядочения (ОР) и электрическое поле ОР изменяет форму *P2*, *P3*-пиков и их положение в спектре DLTS. В пользу того, что *U*-полоса может быть обусловлена *P2* и *P3*-дефектами, свидетельствуют следующие литературные данные. В [3] показано, что при отжиге образцов до $T = 770$ К *U*-полоса разрешается на два пика. Из [4] следует, что высота *U*-полосы слабо изменяется при отжиге до $T = 500$ К. Поэтому дефекты, ответственные за формирование *U*-полосы, должны иметь высокую термическую стабильность. Дефекты *E1–E5* отжигаются при $T \approx 500$ К [2]. Ловушки *P2* и *P3*, которые наблюдались в e^- и γ -облученных образцах, имеют значительно большую термическую стабильность, но низкую скорость введения [2]. Они наблюдаются после отжига маскирующих их центров *E4* и *E5* или после облучения электронами при высокой температуре [5]. Однако есть основания считать, что доля ловушек *P2* и *P3* в общем количестве радиационных дефектов резко возрастает с увеличением энергии атомов отдачи [6]. Увеличение энергии атомов отдачи приводит к образованию ОР. Наличие электрического поля в окрестности ОР приводит к увеличению скорости эмиссии электронов с глубоких уровней. Поэтому суперпозиция пиков *P2* и *P3* в спектрах DLTS искажается и сдвигается в сторону низких температур. При этом, чем больше энергия атомов отдачи, тем больше степень компенсации в нарушенных областях и тем больше контактная разность потенциалов между этими областями и матрицей кристалла (существует пре-

дельное значение разности потенциалов, связанное с предельным положением уровня Ферми F_{lim} [7]). Возможно поэтому в [8] наблюдается тенденция к увеличению температурного сдвига и полноты пиков по мере увеличения массы бомбардирующей частицы с высокой энергией.

Исходя из вышесказанного, целью данной работы являлся расчет сигнала DLTS для глубоких центров *P2* и *P3*, локализованных в электрических полях ОР, и его сопоставление с формой *U*-полосы в GaAs *n*-типа, облученного нейтронами на импульсном реакторе. Доза облучения составляла $D_n = 6,3 \cdot 10^{13}$ нейтрон/см². В качестве образцов использовали диоды с барьером Шоттки. Барьер Шоттки создавали на слое GaAs, выращенном методом газовой эпитаксии на сильнолегированной подложке. Концентрация свободных электронов в слое составляла $5,5 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Модельные представления и математическое описание спектров DLTS

В работе использовались следующие модельные представления. ОР состоит из центральной части радиуса r_1 с высокой плотностью дефектов $N_1 = 10^{19} \dots 10^{20}$ см⁻³ [9], в которой уровень Ферми закреплён в предельном положении, и сферического слоя, в котором концентрация дефектов $N_2(r)$ убывает с удалением от центра ОР по закону Гаусса:

$$N_T = N_{T0} \exp(-r^2 / 2\sigma^2), \quad (1)$$

где σ^2 – дисперсия распределения. Сферический слой дефектов находится в матрице полупроводника, в которой концентрация свободных носителей равна N_2 . Между матрицей и центральной частью ОР существует контактная разность потенциалов ϕ_c и дефекты, расположенные в сферическом слое, находясь в электрическом поле (рис. 1). Ловушки, находящиеся на расстоянии $r_1 < r < r_0$ от центра ОР, опустошены даже без приложения внешнего электрического поля и не участвуют в формировании спектра DLTS. Здесь r_0 – радиус сферической поверхности, на которой уровень Ферми E_F пересекает уровень E_T глубокой ловушки. Чем меньше глубина залегания E_T уровня, тем меньшее количество ловушек данного сорта участвует в формировании соответствующего пика DLTS. Внутреннее элек-

трическое поле увеличивает относительную скорость эмиссии α электронов с уровней за счет эффекта Пула-Френкеля и туннелирования с участием фононов. Так как напряженность F электрического поля является функцией расстояния r от центра ОР, то скорость эмиссии тоже зависит от r . Поэтому, чем больше E_T , тем шире интервал значений α для участвующих в перезарядке ловушек и тем больше влияние внутреннего поля на полуширину соответствующего пика DLTS.

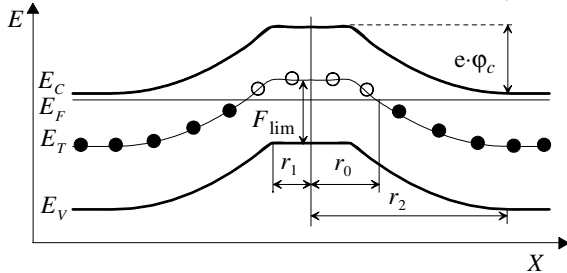


Рис. 1. Зонная диаграмма области разупорядочения

Выражение для сигнала DLTS имеет вид [10]:

$$R(T) = \frac{C}{W_1^2 N_2} \int_{W_0}^{W_1} x N_T [\exp(-\alpha t_1) - \exp(-\alpha t_2)] dx, \quad (2)$$

где t_1 и t_2 — времена стробирования релаксации емкости; T — температура; W_0 — длина области пространственного заряда (ОПЗ) барьера Шоттки во время действия заполняющего импульса; W_1 , C — длина ОПЗ и емкость барьера Шоттки при отсутствии заполняющего импульса. Величины W_0 , W_1 , C связаны известными соотношениями с N_2 , напряжением U , приложенным к диоду, и контактной разностью потенциалов ϕ_{sh} барьера Шоттки [11].

Вычисление интеграла в выражении (2) представляет определенные трудности, так как расстояние x отсчитывается от поверхности полупроводника, а распределения глубоких центров и электрических полей $F(r)$ — от центров областей разупорядочения. Расчет спектра и определение концентрации дефектов из спектра с помощью точной теории DLTS невозможны, и не только по причине сложности, но и потому, что необходимо знать заранее неизвестную концентрацию областей разупорядочения. Однако выражение (2) можно упростить, имея в виду следующее. В окрестности точек x , в которых находятся ОР, изменение скорости эмиссии за счет поля происходит на коротких отрезках $[r_0; 3\sigma]$, отсчитываемых от центров ОР. Резкое изменение напряженности F электрического поля в пределах области разупорядочения приводит к резкому изменению скорости эмиссии α электронов с глубоких уровней на этом интервале. Другими словами, единственное при заданной температуре значение скорости эмиссии электронов с глубокого уровня "размывается" встроенными полями в зону скоростей эмиссии на коротких отрезках в пределах каждой области разупорядочения. Так как сигнал DLTS формируется средней концентрацией дефектов в измеряемом объеме, то представляется физически

обоснованным: а) заменить реальное распределение дефектов в виде множества их скоплений на равномерное с макроскопической концентрацией $\bar{N}_T$; б) резкую координатную зависимость скорости эмиссии в пределах каждой области разупорядочения формально заменить наличием зоны скоростей эмиссии с границами $\alpha(r_0)$ и $\alpha(3\sigma)$.

Зона скоростей характеризуется плотностью состояний в зоне $\partial \bar{N}_T / \partial \alpha$. При этом плотность состояний является известной, если одновременно известны и микроскопическое распределение ловушек $N_T(r)$, и зависимость $F(r)$ относительно центра ОР:

$$\frac{\partial \bar{N}_T}{\partial \alpha} \sim \frac{\partial N_T}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial \alpha}. \quad (3)$$

Учитывая вышесказанное, а также (1) и (3), выражение (2) можно записать как:

$$R(T) \cong \frac{C}{N_2 W_1^2} \int_{W_0}^{W_1} x dx \int_{\alpha(r_0)}^{\alpha(3\sigma)} \frac{\partial \bar{N}_T}{\partial \alpha} [\exp(-\alpha t_1) - \exp(-\alpha t_2)] \partial \alpha = - \frac{\bar{N}_T C (W_1^2 - W_0^2)}{2 N_2 W_1^2 \sigma^2} \times \int_{r_0}^{3\sigma} r \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) [\exp(-\alpha t_2) - \exp(-\alpha t_1)] dr. \quad (4)$$

В данной работе принимался во внимание только эффект Пула-Френкеля. В этом случае выражение для скорости эмиссии в присутствии электрического поля имеет вид [12]:

$$\alpha(r, T) = \alpha_0 Y(E_p(r), T), \quad (5)$$

$$\text{где } \alpha_0 = b \sigma_{na} T^2 \exp(-E_{na} / kT), \quad (6)$$

$$Y(E_p(r), T) = (kT / E_p)^2 \times \{1 + [(E_p / kT) - 1] \exp(E_p / kT)\} + 0,5, \quad (7)$$

$$E_p(r) = \beta \sqrt{|F(r)|}. \quad (8)$$

Здесь α_0 — относительная скорость эмиссии в отсутствие электрического поля; b — константа, характеризующая полупроводник [11]; σ_{na} — кажущееся сечение захвата электронов на уровень ловушки; $E_{na} = (E_g + E_T)$ — энергия активации ионизации ловушки в отсутствие электрического поля; E_g — барьер для захвата электронов на ловушку; Y — функция, учитывающая влияние электрического поля на скорость эмиссии; β — коэффициент, который в случае захвата электрона на однократно положительно заряженный центр равен $\beta = \beta_0 = 2e\sqrt{e/\epsilon}$, e — заряд электрона, ϵ — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Проведем краткий анализ выражения (4). Из (4) видно, что высота пика DLTS пропорциональна концентрации ловушек (также как и в случае образцов, не содержащих ОР). Однако для одинаковых ловушек при одинаковых их концентрациях высота пика в случае образования ОР всегда меньше, чем в случае однородного распределения дефектов. Это происходит по двум причинам. Первая заключается в том, что из процесса перезарядки исключены ло-

вушки, расположенные в областях $r < r_0$ во всех ОР. Вторая заключается в уширении пика, обусловленном зависимостью $\alpha=f(r)$. Из (4) также видно, что коэффициент пропорциональности между высотой пика и концентрацией ловушек зависит сложным образом от уровня легирования N_2 , параметров ловушек E_{na} и σ_{na} и дисперсии распределения σ^2 . Поэтому, в отличие от образцов, не содержащих ОР, отношение высот пиков для различных ловушек не равно отношению их концентраций.

Чтобы использовать выражение (4) для расчетов, необходимо знать величину r_0 и зависимость $E_p(r)$. Эти величины можно получить, используя потенциал, полученный в приближении Госсика для ОР [13]. Потенциал для области $r_1 < r < r_2$ равен:

$$\varphi(r) = \frac{N_2 e}{6\epsilon} \frac{(3r_2^2 r - r^3 - 2r_2^3)}{r}, \quad (9)$$

где r_2 – радиус границы ОПЗ, окружающей кластер. В области $0 < r < r_1$ $|\varphi| = \varphi_c$. Величина r_2 определяется из граничного условия, заключающегося в том, что разность потенциалов между сферическими поверхностями с радиусами r_1 и r_2 равна φ_c . Т.е. r_2 является корнем кубического уравнения:

$$|\varphi(r_1)| = \varphi_c = \frac{N_2 e}{6\epsilon} \cdot \frac{2r_2^3 + r_1^3 - 3r_2^2 r_1}{r_1}. \quad (10)$$

В [7] показано, что F_{im} в GaAs находится на 0,6 эВ выше потолка валентной зоны (рис. 1). В связи с этим, в (10) можно использовать выражение для φ_c :

$$\varphi_c e = E_g - (0,6 \text{ эВ} + E_F), \quad (11)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны.

Радиус r_0 сферы, разделяющей заполненные и незаполненные ловушки, находится из условия равенства величины $(E_T - E_F)/e$ и разности потенциалов в точках r_0 и r_2 . Т.е. r_0 является корнем кубического уравнения:

$$|\varphi(r_0)| = (E_T - E_F)/e = \frac{N_2 e}{6\epsilon} \frac{(2r_2^3 + r_0^3 - 3r_2^2 r_0)}{r_0}. \quad (12)$$

Отметим, что r_2 и r_0 зависят от T , т.к. φ_c , E_g и E_F в ур. (10–12) являются функциями температуры, что учитывалось в расчетах. Напряженность электрического поля в окрестности ОР получается путем дифференцирования выражения (9):

$$|F(r)| = \frac{N_2 e}{3\epsilon} \left[\left(\frac{r_2}{r} \right)^3 - 1 \right] r. \quad (13)$$

Используя (13) в (5), получаем зависимость относительной скорости эмиссии от расстояния до центра ОР. Для того, чтобы найти r_2 из (10) необходимо знать размер кластера r_1 . Нами использовался средний размер кластера $r_1 = 130 \text{ \AA}$, полученный из электрических измерений в работе [9] для GaAs, облученного нейтронами. Характеристики E_{na} , σ_{na} радиационных дефектов в GaAs хорошо известны [2, 8] и приведены в таблице.

Таблица. Параметры радиационных дефектов

Центр	E_2	E_3	E_2	E_3
E_{na} , эВ	0,16	0,38	0,50	0,72
σ_{na} , см ²	$5 \cdot 10^{-13}$	$6,2 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-13}$

Для определения радиуса r_0 необходимо знать глубину залегания E_T уровня ловушки. В [14] определена величина барьера для захвата электрона на уровень E_3 -центра, равная $E_c = 0,08 \text{ эВ}$, что дает $E_T = 0,3 \text{ эВ}$. Для других центров сведения о E_c отсутствуют, и в работе принималось $E_T = E_{na}$.

Расчетные и экспериментальные спектры DLTS

Т.о. все необходимые параметры и зависимости, используемые в (4), известны. Варьируемыми параметрами являются лишь дисперсия распределения и концентрация ловушек. При этом основным подгоночным параметром является дисперсия, так как ее изменение приводит к изменению высоты, формы и температуры максимума пика, а изменение изменяет только высоту.

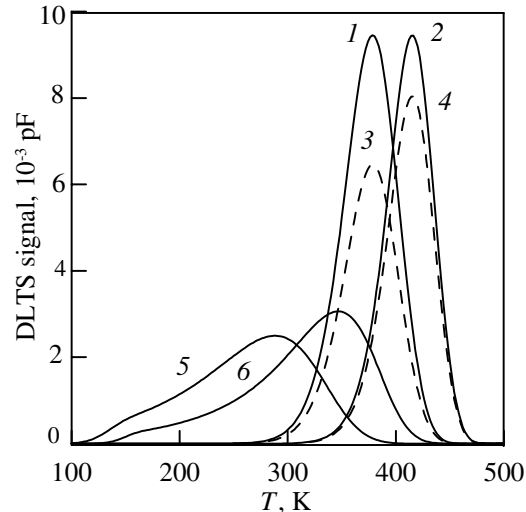


Рис. 2. Расчетные P2 (кривые 1, 3, 5) и P3-пики (кривые 2, 4, 6) $N_2 = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5} / 2 \cdot 10^{-4} \text{ [с/с]}$, $N_1 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для P2 и P3. 1, 2) расчет согласно (2), $N_T(x) = \text{const}$, $F = 0$; 3, 4) расчет согласно (4), $\sigma = 250 \text{ \AA}$, $\beta \approx 0$; 5, 6) расчет согласно (4), $\sigma = 250 \text{ \AA}$, $\beta = \beta_0$

Рис. 2 демонстрирует влияние электрических полей ОР на примере P2 и P3-центров, концентрации которых одинаковы и равны $N_2 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и которые созданы в GaAs с уровнем легирования $N_1 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Кривые 1 и 2 получены по классической формуле, полученной из (2), когда $N_T(x) = \text{const}$ и $F = 0$. В этом случае полуширина пиков и их положение в спектре соответствует экспериментально наблюдающимся P2 и P3-пикам в электронно-облученном GaAs.

Кривые 3, 4 получены из (4) для гипотетического случая, когда $\sigma = 250 \text{ \AA}$, $\beta \approx 0$ (при точном равенстве $\beta = 0$ выражение (7) неопределенно). В этом случае центры P2 и P3 локализованы в областях с электрическим полем, но поле не оказывает влияния на скорость эмиссии, а только изменяет коли-

чество участвующих в измерении ловушек. Из рис. 2 видно, что полуширина и температурное положение пиков остались прежними, но высота пиков изменилась. При этом изменение высоты больше для более мелкого $P2$ -центра.

Кривые 5, 6 получены также из (4) для $\sigma=250$ Å и $\beta=\beta_0$. В этом случае встроенные поля увеличивают скорость эмиссии электронов с уровней $P2$ и $P3$ -центров как с уровней глубоких доноров. Видно, что форма и температурное положение пиков изменилось. Высота пиков также изменилась вследствие их уширения. Таким образом, формула (4) действительно дает результаты, которые ожидалось выше, исходя из физических соображений.

На рис. 3 представлены полученный экспериментально (кривая 1) и расчетный (кривая 2) спектры DLTS для GaAs, облученного быстрыми нейтронами. Экспериментальный спектр был получен при напряжении обратного смещения $U_b=6$ В, амплитуде заполняющего импульса $U_p=6$ В, окне скоростей $t_1/t_2=40/200$ [мкс/мкс] и длительности заполняющего импульса $t_p=50$ мкс. Диаметр контакта диода составлял $d=180$ мкм, контактная разность потенциалов барьера Шоттки Ti/GaAs составляла $\phi_{sh}=0,7$ В, концентрация свободных электронов равнялась $5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

$5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

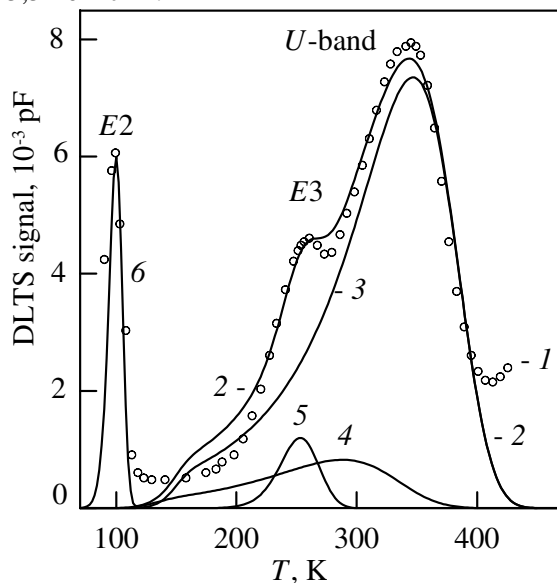


Рис. 3. Экспериментальный (кривая 1) и расчетные (кривые 2–6) спектры DLTS. $N_t=5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. $t_1/t_2=4 \cdot 10^{-5}/2 \cdot 10^{-4}$ [с/с]. $\sigma=250$ Å. 1) $D_n=6,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 2) суммарный спектр расчетных $E2$, $E3$, $P2$, $P3$ -пиков; 3) $P3$, $N_t=2,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\beta=\beta_0$; 4) $P2$, $N_t=3,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta=\beta_0$; 5) $E3$, $N_t=3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta \approx 0$; 6) $E2$, $N_t=5,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\beta \approx 0$

Из рис. 3 (кривая 1) видно, что в спектре наблюдаются пики, связанные с $E2$, $E3$ -центрами, и U -полоса. Для получения расчетного спектра по формуле (4) рассчитывались $E2$, $E3$, $P2$ и $P3$ -пики (кривые 3, 6), а затем суммировались (кривая 2). Полагалось, что $P2$ и $P3$ являются донорами, т.е. $\beta=\beta_0$. При подгонке кривой 2 к экспериментально-

му спектру 1 варьировались два параметра: $\bar{N}_t$ и σ . При этом дисперсия принималась одинаковой для всех центров. Равенство дисперсий между собой не является обязательным или очевидным. Однако наилучшее совпадение кривых 1 и 2 в области U -полосы достигается тогда, когда значения σ в распределениях центров $P2$ и $P3$ совпадают и равны $\sigma=250$ Å. Величина эффекта Пула-Френкеля зависит от того, чем является ловушка в материале данного типа проводимости: донором или акцептором. Совпадение кривых 1 и 2 в области $E2$ и $E3$ -пиков достигается лишь при $\beta \approx 0$. Т.е. слабое влияние электрического поля возможно обусловлено акцепторным характером центров $E2$ и $E3$. При $\beta \approx 0$ вариации σ влияют лишь на высоту пиков, что приводит к неопределенности в выборе значения дисперсии. Поэтому для центров $E2$ и $E3$ значение $\sigma=250$ Å выбрано только по аналогии с центрами $P2$ и $P3$. Значения концентраций ловушек, формирующих спектр 2, приведены в подписи к рис. 3. Из рис. 3 видно, что экспериментальный спектр удовлетворительно совпадает с расчетным.

Интересно сопоставить суммарную среднюю концентрацию $\Sigma \bar{N}_t \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (см. подпись к рис. 3) всех обнаруженных глубоких ловушек электронов в образце, облученном дозой $6,3 \cdot 10^{13}$ нейтрон/см², с данными [9]. Из [9] следует, что $D_n=4,2 \cdot 10^{17}$ нейтрон/см² дает концентрацию областей разупорядочения, равную $N_{dr}=5,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, и каждая ОР содержит примерно 1000 смещенных атомов. Тогда при линейной кинетике накопления ОР средняя концентрация смещенных атомов в наших образцах должна быть $\approx 6,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Если принять во внимание, что смещенные атомы наряду с глубокими ловушками электронов могут образовывать другие типы дефектов, “невидимые” для DLTS в GaAs n -типа с барьером Шоттки, в частности, ловушки дырок, то согласие наших данных с [9] является удовлетворительным.

В [15] показано, что с увеличением уровня легирования GaAs, облученного нейтронами, увеличивается полуширина U -полосы. При этом увеличение полуширины происходит, в основном, за счет низкотемпературного края U -полосы. На рис. 4 приведены суперпозиции расчетных $E3$, $P2$, $P3$ -пиков в GaAs с $N_t=1 \cdot 10^{15}$, $5,5 \cdot 10^{15}$, $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При получении этих спектров использовались значения концентраций ловушек и дисперсии распределения, полученные выше. Из рисунка видно, что характер изменения полуширины расчетного спектра при изменении уровня легирования коррелирует с экспериментальными данными работы [15].

Отметим, что при выводе (4) не принималось во внимание внешнее электрическое поле, создаваемое в процессе измерения методом DLTS. Ниже приведены оценки последствия пренебрежения величиной внешнего поля. Так как значение напряженности поля важно с точки зрения увеличения скорости эмиссии α , то необходимо сравнить значения внутреннего и внешнего полей в тех областях ОПЗ барьера Шоттки, где: а) находятся дефекты;

б) эти дефекты могут перезаряжаться в процессе измерения. При отсутствии ОР в измерениях DLTS могут участвовать только те ловушки, которые находятся в ОПЗ барьера Шоттки между точками $x_0 = W_0 - \lambda$ и $x_1 = W_1 - \lambda$. Здесь x_0 – координата точки пересечения уровня дефекта с уровнем Ферми в диоде без обратного смещения, а x_1 – с квазиуровнем Ферми в обратносмещенном диоде. В точке x_0 напряженность внешнего поля, оказывающего влияние на α во время опустошения ловушек, имеет наибольшее значение. Поэтому вначале следует сравнить напряженность внешнего и встроенного полей в окрестности ОР, центр которой находится в точке x_0 (рис. 5, а). Так как выше было показано, что в составе U -пика доминирует $P3$ -пик, то в расчетах использовались характеристики центра $P3$. Расчет проводился для $N_2 = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, так как количественные значения дисперсии и концентрации дефектов были получены из обработки экспериментально полученных спектров, и для значений x_1 , φ_{sh} , U_b , σ , температуры максимума $P3$ -пика, использованных или полученных выше при расчетах спектров. Получены значения следующих величин: $r_2 = 1,6 \cdot 10^{-7}$, $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-8}$, $x_0 = 3,8 \cdot 10^{-8}$, $x_1 = 9,2 \cdot 10^{-7}$, $W_0 = 4,2 \cdot 10^{-7}$, $W_1 = 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

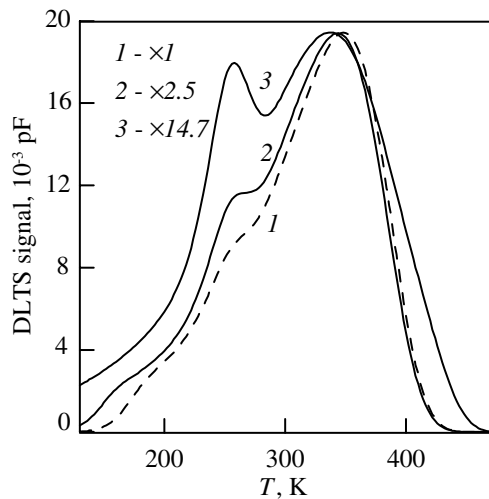


Рис. 4. Суммарные спектры расчетных $E3$, $P2$, $P3$ -пиков в GaAs с различным уровнем легирования. $t_1/t_2 = 4 \cdot 10^{-5} / 2 \cdot 10^{-4} \text{ [с/с]}$. N_2 : 1) 10^{15} ; 2) $5,5 \cdot 10^{15}$; 3) 10^{17} см^{-3}

Оказалось, что при $x = x_0 + r_0$, начиная с которого дефекты данной ОР могут перезаряжаться, внутреннее поле в $\approx 4,6$ раза больше внешнего и равно $4,6 \cdot 10^7 \text{ В/м}$. Поле ОР (кривая 2) спадает быстрее внешнего (кривая 1) и при $x_f = 6,94 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ поля становятся одинаковыми. Из рис. 5 видно, что координата $x = x_{dr}$ центра ОР связана соотношением: $x_f - x_{dr} = r_f$, из которого можно найти r_f , равное расстоянию от точки пересечения полей до центра ОР. При $x > x_f$ доминирует внешнее поле, но при этом концентрация дефектов (кривая 3), участвующих в формировании сигнала DLTS, уменьшается. Запишем для конкретной ОР отношение q количества дефектов, перезаряжающихся в той части ОР, где доминирует поле ОР, к полному количеству дефектов этой ОР, участвующих в перезарядке:

$$q = \frac{\int_{x_0}^{x_1} 4\pi r^2 N_T(r) dr}{\int_{x_0}^{x_1} 4\pi r^2 N_T(r) dr} = \frac{\int_{x_0}^{x_1} r^2 N_T(r) dr}{\int_{x_0}^{x_1} r^2 N_T(r) dr} \quad (14)$$

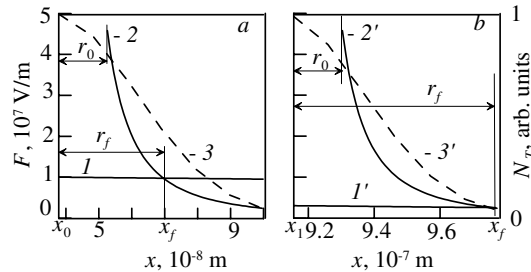


Рис. 5. Зависимости напряженности внешнего электрического поля (1, 1') в ОПЗ барьера Шоттки, напряженностей полей (2, 2') и концентраций $N_T(x)$ дефектов двух ОР (3, 3') от расстояния. Центр ОР в точке: а) x_0 , б) x_1 . $N_2 = 5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Из (14) получаем, что когда $x_{dr} = x_0$ (рис. 5, а), то $q = 0,315$, а при $x_{dr} = x_1$ (рис. 5, б) $q = 0,91$. Таким образом, q зависит от координаты центра ОР. Запишем для ОПЗ барьера Шоттки отношение Q количества дефектов, перезаряжающихся в доминирующих полях всех областей разупорядочения, ко всем дефектам, участвующим в перезарядке:

$$Q = \frac{\int_{x_0}^{x_1} S N_{dr} q(x_{dr}) dx_{dr}}{\int_{x_0}^{x_1} S N_{dr} dx} = \frac{\int_{x_0}^{x_1} q(x_{dr}) dx_{dr}}{x_1 - x_0}, \quad (15)$$

где S – площадь контакта металл-полупроводник. Численными методами были получены зависимости $q = f(x_{dr})$ на отрезках $[x_0; x_1]$ для различных значений N_2 . Используя эти зависимости в (15), были получены следующие значения Q : 0,85; 0,55; 0,45; 0,16 для значений N_2 , равных $1 \cdot 10^{15}$, $5,5 \cdot 10^{15}$, $1 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Таким образом, формула (4) с точки зрения пренебрежения внешним полем хорошо количественно описывает спектр при $N_2 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, удовлетворительно при $N_2 = (5,5 \dots 10) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и лишь качественно, но с включением особенностей, возникающих при неоднородном распределении дефектов, при $N_2 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что величина Q не является непосредственно погрешностью, хотя и связана с ней. Например, $Q = 55 \%$ означает, что для $100 - Q = 45 \%$ дефектов нельзя пренебрегать влиянием внешнего измерительного поля.

Выводы

Таким образом, в работе предложено приближенное аналитическое выражение для описания спектров DLTS полупроводников, облученных частицами с большой массой и энергией. Показано, что U -полосу в спектре GaAs n -типа, облученного нейтронами, можно удовлетворительно описать, полагая, что ее формируют $P2$ и $P3$ -центры, локализованные в электрических полях областей разупорядочения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Martin G.M., Esteve E., Langlade P., Makram-Ebeid S. Kinetics of formation of the midgap donor EL2 in neutron irradiated GaAs materials // J. Appl. Phys. — 1984. — V. 56. — № 10. — P. 2655–2557.
2. Pons D., Bourgoin J.C. Irradiation-induced defects in GaAs // J. Phys. C: Solid State Phys. 1985. — V. 18. — № 20. — P. 3839–3871.
3. Magno R., Spencer M., Giessner J.G., Weber E.R. Transient capacitance measurements on neutron irradiated gallium arsenide // On Defects In Semicon.: 13th Intern. Conf. — Coronado, California, 1984. — P. 981–987.
4. Брудный В.Н., Колин Н.Г., Потапов А.И. Глубокие ловушки в n-GaAs, облученном быстрыми нейтронами // Физика и техника полупроводников. — 1993. — Т. 27. — № 2. — С. 260–263.
5. Brudnyi V.N., Peshev V.V. Electron traps in n-GsAs irradiated with high electron beam fluxes at high temperature // Phys. Stat. Sol. (a). — 1988. — V. 105. — № 1. — К. 57–60.
6. Иванюкович В.А., Карась В.И., Ломако В.М. Структура пиков E4 и E5 в n-GaAs // Физика и техника полупроводников. — 1990. — Т. 24. — № 8. — С. 1427–1430.
7. Brudnyi V.N., Grinyayev S.N., Stepanov V.E. Local neutrality conception: Fermi level pinning in defective semiconductors // Physica B: Condensed Matter. — 1995. — V. 212. — P. 429–435.
8. Ланг Д. Радиационные дефекты в соединениях A³B⁵ // В кн.: Точечные дефекты в твердых телах: Пер. с англ. под ред. Б.И. Болтакса, Т.В. Машовца, А.Н. Орлова. — М.: Мир, 1979. — С. 187–217.
9. Coates R., Mitchell E.W.J. The optical and electrical effects of defects in irradiated crystalline gallium arsenide // Adv. Physics. — 1975. — V. 24. — № 5. — P. 593–644.
10. Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. Пер. с англ. под ред. Ю.М. Гальперина, В.И. Козуба, Э.Б. Сониной, В.Л. Гуревича. — М.: Мир, 1985. — 304 с.
11. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. — Л.: Наука, 1972. — 104 с.
12. Hartke J.L. The three-dimensional Poole-Frenkel effect // J. Appl. Phys. — 1968. — V. 39. — № 10. — P. 4871–4873.
13. Gossick B.R. Disordered region in semiconductors bombarded by fast neutrons // J. Appl. Phys. — 1959. — V. 30. — № 8. — P. 1214–1218.
14. Stievenard D., Bourgoin J.C., Lannoo M. An easy method to determine carrier-capture cross section: application to GaAs // J. Appl. Phys. — 1984. — V. 55. — № 6. — P. 1447–1481.
15. Barnes C.E., Zipperian T.E., Dawson L.R. Neutron-induced trapping levels in aluminum gallium arsenide // J. Electronic Materials. — 1985. — V. 14. — № 2. — P. 95–118.

УДК 537.533.2

КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ ДЛЯ АЗИДОВ СВИНЦА, СЕРЕБРА И ТАЛЛИЯ

Э.П. Суровой, И.В. Титов, Л.Н. Бугерко

Кемеровский государственный университет

E-mail: epsur@kemsu.ru

Измерена контактная разность потенциалов между металлами, полупроводниками, азидом свинца, серебром и таллием (разных методов синтеза) и относительным платиновым электродом в широком интервале давлений ($1,3 \cdot 10^5 \dots 1 \cdot 10^{-5}$ Па) и температур (290...400 К). Определены значения поверхностных потенциалов. Установлено, что наблюдаемые с понижением давления и повышением температуры предварительной тепловой обработки изменения контактной разности потенциалов связаны с десорбцией с поверхности азидов свинца донорных, а с поверхности азидов серебра и таллия акцепторных молекул газов и, как следствие, с уменьшением поверхностного потенциала до минимума. Показано, что твердофазными продуктами фотолиза и термоллиза азидов являются металлы.

Введение

Определение работ выхода различных материалов является одной из актуальных задач при проведении комплексных физико-химических исследований. Широкое распространение получили три экспериментальных метода определения работы выхода: метод термоэмиссии, метод фотоэмиссии и метод измерения контактной разности потенциалов (КРП) с вибрирующим электродом. Неразрушающим методом измерения работ выхода различных материалов является метод измерения КРП. Значительную информацию об энергетическом строении систем азид-металл и азид-полупроводник, которые представляют собой "необычные" гетеросистемы и переходы металл-полупроводник (один из контактирующих партнеров которых — азид — под действием света претерпевает необратимые изменения [1–4]) дают измерения КРП. Наряду с возможностью определения термоэлектронных

работ выхода из азидов свинца, серебра, таллия и контактирующих с ними металлов и полупроводников по результатам измерения КРП можно сделать некоторые заключения о состоянии поверхности контактирующих партнеров (в частности, установить величину поверхностного потенциала [5–7]).

Проведенные ранее [8–10] измерения термоэлектронных работ выхода и конденсаторной фотоЭДС позволили установить наличие поверхностных электронных состояний у азидов свинца, серебра и таллия. Установлено [8], что азид свинца имеет антизапорный, а азиды серебра и таллия запорный потенциалы поверхности. Однако подробных исследований влияния различных внешних факторов (в частности, давления и температуры), а также способа их приготовления на величину термоэлектронной работы выхода из азидов не выполнено. Кроме того, представленные в справочной литературе [11] значения термоэлектронных работ выхода