

ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СУБМИКРОННЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ n^+-n-i -СТРУКТУР A^3B^5 ОТ ИХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

© 2005 г. Ю. С. Емельяненко, канд. физ.-мат. наук; С. А. Малышев, канд. техн. наук;
А. Н. Покрышкин, канд. физ.-мат. наук

Институт электроники НАН Беларуси, г. Минск, Республика Беларусь

Приведены результаты исследований фотолюминесценции (ФЛ) субмикронных эпитаксиальных n^+-n-i -структур GaAs. Предложена математическая модель ФЛ субмикронных эпитаксиальных структур A^3B^5 , которая позволяет определить теоретические зависимости интенсивности ФЛ от скорости поверхностной рекомбинации, подвижности неосновных неравновесных носителей заряда, коэффициентов поглощения и самопоглощения, величины и знака встроенного электростатического потенциала между n^+ - и n -слоями, а также толщин эпитаксиальных слоев. Отмечено, что имеется хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных.

Коды OCIS: 260.0260, 260.3800.

Поступила в редакцию 21.07.2004.

Введение

В связи с освоением микро- и оптоэлектроникой СВЧ диапазона в последнее время неуклонно растет интерес к исследованию скрытых слоев полупроводниковых многослойных структур A^3B^5 . Наиболее привлекательным для этой цели является метод фотолюминесцентного анализа, который в настоящее время широко применяется при исследовании многослойных субмикронных и наноструктур на соединениях A^3B^5 .

Установлено [1], что профиль распределения неосновных неравновесных носителей заряда (ННЗ) по толщине образца, а также длина волны и интенсивность возбуждающего излучения влияют на интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) монокристалла GaAs. Исследования субмикронных структур A^3B^5 [2–4] также показали, что формирование фотолюминесцентного сигнала зависит от распределения ННЗ по глубине структуры. В работах [5, 6] рассматривается влияние длины волны возбуждающего излучения на ФЛ полупроводниковой структуры.

Настоящая работа посвящена исследованию зависимости интенсивности ФЛ n^+-n-i -субмикронной эпитаксиальной структуры GaAs от ее электрофизических характеристик (скорости поверхностной рекомбинации, подвижности ННЗ, коэффициентов поглощения и самопоглощения, величины и знака встроенного электростатического потенциала между n^+ - и n -слоями, толщины эпитаксиальных слоев).

Эксперимент

Проводились исследования ФЛ n^+-n-i -структур арсенида галлия, состоящих из двух эпитаксиаль-

ных субмикронных слоев с концентрациями свободных электронов $(2-4) \times 10^{18}$ и $(2-4) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, с толщинами соответственно порядка 0,2 и 0,3 мкм, полученных газофазным эпитаксиальным хлоридно-гидридным методом выращивания n^+ - и n -слоев на полужолирующей подложке арсенида галлия с кристаллографической ориентацией поверхности (100), легированной хромом. Исследуемые структуры получены из одной партии, что предполагало небольшой разброс их электрофизических характеристик. Для проведения исследований дополнительно отбирались структуры с близкими значениями времен жизни ННЗ τ и мало отличающимися профилями легирующей примеси и шероховатостями. Концентрационные профили контролировались $C-V$ -методом, а шероховатость – путем анализа распределения интенсивности по сечению лазерного луча, отраженного от исследуемой поверхности [7].

Экспериментальные исследования ФЛ проводились по известной методике [8] при температуре 90 К. Возбуждение стационарной ФЛ осуществлялось излучением He-Cd-лазера ЛГ-70 ($\lambda = 0,44 \text{ мкм}$, мощность $P \approx 10 \text{ мВт}$), а времена жизни ННЗ определялись по кинетике спада фотолюминесцентного сигнала при возбуждении образца импульсным излучением азотного лазера ЛГИ-21 ($\lambda = 0,337 \text{ мкм}$, мощность в импульсе $P \approx 1 \text{ кДж/имп}$). Интенсивность ФЛ измерялась фотозлектронным умножителем ФЭУ-62. Спектральное разрешение экспериментальной установки в области краевой полосы арсенида галлия составляло примерно 1 мэВ, а временное разрешение было не хуже 6 нс.

Несмотря на тщательный отбор структур для исследований, спектры ФЛ, состоящие из одной краевой полосы (1,506 эВ), имели значительный разброс по интенсивностям ФЛ в максимуме, составляющий

Результаты измерений параметров образцов

№ образца	τ , нс	R_s , мкм	μ_e , см ² /В с
1	24	0,04	2800
2	26	0,06	3100
3	27	0,07	3900
4	29	0,05	4600

300–400%. Для выяснения причин этого разброса были измерены холловские подвижности электронов в n -слоях, а также зависимости интегральной интенсивности ФЛ от толщины удаленного (сравленного) слоя. Результаты измерений времени жизни ННЗ τ , шероховатости R_s и холловской подвижности при 300 К μ_e приведены в таблице. Для удобства образцам с большей подвижностью присваивались большие номера. В дальнейшем мы полагали, что принятое соответствие большего номера образца большей подвижности носителей сохраняется в нем для выбранных образцов и при проведении измерений ФЛ при 90 К.

На рис. 1 приводится экспериментальная зависимость интегральной интенсивности ФЛ субмикронных структур от холловской подвижности электронов в n -слоях. Видно, что интенсивность ФЛ уменьшается с увеличением холловской подвижности. Значения холловской подвижности для исследованных структур, измеренные при температуре 300 К, находились в пределах от 1300 до 4600 см²/В с. Из экспериментальных графиков, приведенных на рис. 2, следует, что кривые зависимостей интенсивности ФЛ от толщины удаленного слоя, соответствующие

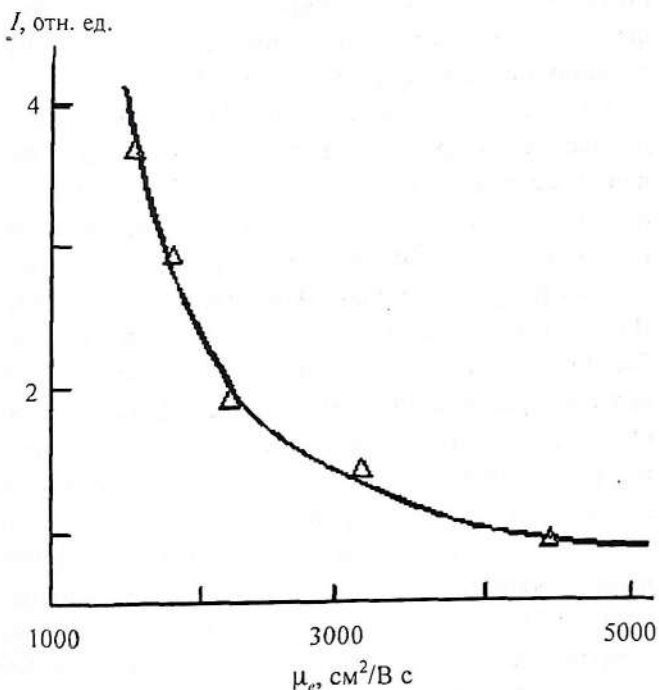


Рис. 1. Зависимость интенсивности ФЛ субмикронных эпитаксиальных n^+-n-i -структур GaAs от холловской подвижности электронов в n -слое (эксперимент).

I , отн. ед.

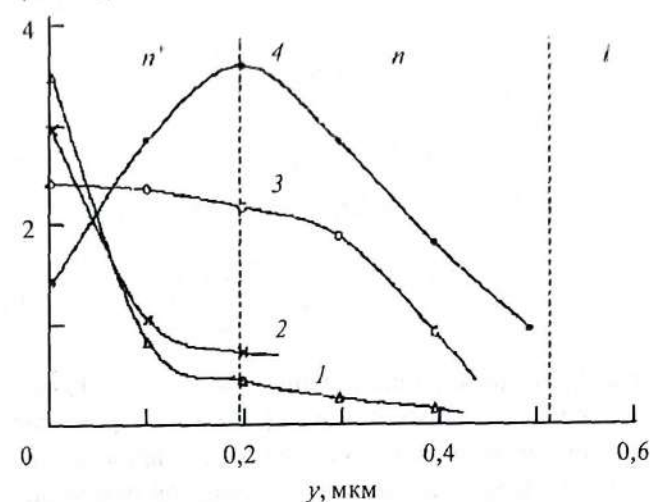


Рис. 2. Зависимость интенсивности ФЛ субмикронных эпитаксиальных n^+-ni -структур GaAs (номер кривой соответствует номеру образца в таблице) от толщины удаленного слоя y (эксперимент).

ющие образцам с высокой подвижностью электронов, имеют участок возрастания интенсивности ФЛ, а для образцов с малыми значениями подвижности были характерны монотонно убывающие кривые. При удалении эпитаксиальных слоев интенсивность ФЛ стремилась к нулю для всех исследованных образцов.

Теория

Для выяснения особенностей формирования фотолюминесцентного сигнала было проведено математическое моделирование зависимости интенсивности ФЛ n^+-ni -структур от их электрофизических характеристик (диффузионной длины в слоях, коэффициента поглощения возбуждающего излучения, скорости поверхностной рекомбинации, величины и знака встроенного между n^+ -, n -слоями электростатического потенциала, коэффициента самопоглощения).

Расчет интенсивности ФЛ проводился в два этапа. Вначале находилось распределение избыточных носителей заряда, созданных возбуждающим оптическим излучением, по глубине структуры. Затем рассчитывалась интенсивность ФЛ при выводе ее по нормали к поверхности пластины.

Профиль распределения избыточных дырок $\Delta p(z)$ можно найти из решения диффузионных уравнений:

$$d_1 \frac{d^2 \Delta p_1(z)}{dz^2} - \frac{\Delta p_1(z)}{\tau_1} + g_1(z) = 0, \quad (1)$$

$$d_2 \frac{d^2 \Delta p_2(z)}{dz^2} - \frac{\Delta p_2(z)}{\tau_2} + g_2(z) = 0 \quad (2)$$

при следующих граничных условиях:

$$\left[-d_1 \frac{d\Delta p_1(z)}{dz} + S_0 \Delta p(z) \right]_{z=0} = 0, \quad (3)$$

$$\Delta p_2(z)|_{z=a_1+a_2} = 0, \quad (4)$$

$$\Delta p_2(z)|_{z=a_1} = \Delta p_1(z) \exp(qf/kT)|_{z=a_1}, \quad (5)$$

$$d_1 \frac{d\Delta p_1(z)}{dz} \Big|_{z=a_1} = d_2 \frac{d\Delta p_2(z)}{dz} \Big|_{z=a_1}, \quad (6)$$

где d_1, d_2 – коэффициенты диффузии, a_1, a_2 – толщины эпитаксиальных слоев, $g_1(z), g_2(z)$ – темп генерации дырок в единице объема, τ_1, τ_2 – времена жизни НННЗ, S_0 – скорость поверхностной рекомбинации, f – встроенный электростатический потенциал между слоями, появляющийся из-за различия концентраций легирующей примеси в слоях, k – постоянная Больцмана, T – температура, z – глубина, индекс 1 относится к n^+ -слою, индекс 2 относится к n -слою.

Скорость генерации НННЗ для внешнего слоя задавалась формулой:

$$g_1(z) = I_0 \alpha e^{-\alpha z}, \quad (7)$$

где α – коэффициент поглощения, I_0 – поток квантов возбуждающего излучения.

Скорость генерации НННЗ для внутреннего слоя задавалась формулой:

$$g_2(z) = I_0 \alpha e^{-\alpha a_1} e^{-\alpha z}. \quad (8)$$

В формуле (8) учитывается ослабление потока квантов возбуждающего излучения в результате прохождения через верхний n^+ -слой. Граничное условие (3) учитывает изменение функции $\Delta p(z)$ на внешней границе за счет поверхностной безызлучательной рекомбинации. На границе раздела n - i принято условие (4), в соответствии с которым функция $\Delta p(z)$ стремится к нулю. Фактически это означает, что область, в которой может происходить излучательная рекомбинация, рассматриваемая в наших расчетах, ограничивается внешней (поверхность) и внутренней границами раздела (n - i) исследуемых структур. Граничные условия (5), (6) использованы для сшивки функций $\Delta p_1(z)$ и $\Delta p_2(z)$ на границе раздела n^+ - n .

Решение системы уравнений (1), (2) имеет вид:

$$\Delta p_1 = F_1 e^{\frac{z}{\sqrt{d_1 \tau_1}}} + F_2 e^{-\frac{z}{\sqrt{d_1 \tau_1}}} - t_1 I_0 \alpha \frac{e^{-\alpha z}}{\alpha^2 d_1 \tau_1 - 1}, \quad (9)$$

$$\Delta p_2 = F_3 e^{\frac{z-a_1}{\sqrt{d_2 \tau_2}}} + F_4 e^{-\frac{z-a_1}{\sqrt{d_2 \tau_2}}} - t_2 I_0 \alpha \frac{e^{-\alpha(z-a_1)}}{\alpha^2 d_2 \tau_2 - 1}, \quad (10)$$

где F_1, F_2, F_3, F_4 – коэффициенты, полученные при подстановке граничных условий в решения дифференциальных уравнений.

Полагалось, что рекомбинационным излучением полуизолирующей подложки можно пренебречь. Это подтверждается полученными экспериментальными данными измерения интенсивности ФЛ при удалении эпитаксиального слоя и объясняется тем, что легирование подложки хромом приводит к образованию в запрещенной зоне арсенида галлия (i -область структуры) глубокого уровня (0,63 эВ), на котором происходит эффективная безызлучательная рекомбинация, а также наличием поверхностных уровней на границе раздела n - i , на которых также происходит безызлучательная рекомбинация неравновесных носителей. Внешняя граница также является местом безызлучательной рекомбинации на поверхностных уровнях, что учитывалось в граничных условиях (3).

Поскольку для возбуждения ФЛ использовалось стационарное лазерное излучение малой мощности (10 мВт) с энергией 2,82 эВ ($\alpha \approx 5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$), то генерация НННЗ происходила в тонком поверхностном слое толщиной порядка 200–400 Å, а возбуждение ФЛ можно отнести к слабому ($\Delta p \ll n$). Для условия слабого возбуждения вкладом концентрации неравновесных носителей в формирование величины встроенного электростатического потенциала между n^+ - и n -слоями можно пренебречь, поэтому его величина определяется лишь отношением концентраций легирующей примеси по разные стороны границы n^+ - и n -слоев. В стационарных условиях оптического возбуждения приповерхностная генерация приводит к возникновению градиента концентрации избыточных носителей по глубине структуры (при этом толщина слоя, в которой происходит их рекомбинация, значительно превосходит толщину области генерации НННЗ).

Излучательная рекомбинация НННЗ (для исследуемых структур – дырки) происходит по двум каналам: межзонная и через примесные центры легирующей примеси. Известно [9], что внутренний квантовый выход ФЛ сильно легированных прямозонных полупроводников A^3B^5 приближается к 1. В связи с этим каналами безызлучательной рекомбинации в объеме таких полупроводников при низких температурах (90 К) можно пренебречь. В этом случае функцию распределения центров излучательной рекомбинации будет представлять функция распределения НННЗ по глубине структуры $\Delta p(z)$.

Вместе с тем канал безызлучательной рекомбинации также может быть учтен. Поскольку в предлагаемой модели в пределах эпитаксиального слоя электрофизические характеристики слоя, которые могут влиять на соотношение вероятности излучательной и безызлучательной рекомбинации, предполагаются постоянными, то для каждой точки в пределах эпитаксиального слоя соотношение веро-

ятностей излучательной и безызлучательной рекомбинации также будет постоянной величиной. Умножая вероятность излучательной рекомбинации на функцию $\Delta p(z)$, получим распределение центров излучательной рекомбинации по глубине.

Интенсивность ФЛ для n^+ - и n -слоев рассчитывалась следующим образом:

$$I_1(a_1) = \frac{f_1}{\tau_{n1}} \int_0^{a_1} \Delta p_1(z) e^{-\beta z} dz, \quad (11)$$

$$I_2(a_2) = \frac{f_2}{\tau_{n2}} e^{-\beta a_1} \int_{a_1}^{a_1+a_2} \Delta p_2(z) e^{-\beta z} dz, \quad (12)$$

где τ_{n1}, τ_{n2} – излучательные времена жизни НННЗ в слоях; f_1, f_2 – вероятности излучательной рекомбинации в слоях, причем в общем случае эти вероятности будут меньше 1.

Самопоглощение ФЛ учитывалось путем введения постоянного коэффициента β . Интенсивность ФЛ всей структуры выражалась через интенсивности слоев как сумма $I = I_1 + I_2$.

Обсуждение результатов

Из полученных экспериментальных данных (рис. 1 и 2) следует, что интенсивность ФЛ n^+-n-i -структур GaAs возрастает с уменьшением холловской подвижности электронов в n -слое. Следует иметь в виду, что измерение холловской подвижности электронов проводилось при комнатной температуре, а исследования ФЛ проводились при 90 К. Учитывая ранее принятое условие о сохранении соотношения образцов по подвижности при изменении температуры от комнатной до 90 К, можно утверждать, что интенсивность ФЛ для исследованных образцов возрастает с уменьшением диффузионной подвижности дырок μ_2 в n -слое. Диффузионная подвижность дырок μ связана с коэффициентом диффузии d , используемым в уравнениях (1) и (2) в качестве одного из параметров эпитаксиальных слоев, соотношением Эйнштейна $d = (kT/q)\mu(T)$.

Расчеты показывают (рис. 3), что с увеличением коэффициентов диффузии d_1 и d_2 интенсивность ФЛ уменьшается, что позволяет объяснить полученные экспериментальные результаты, приведенные на рис. 1 и 2.

Объясняя полученные результаты, мы исходили из того, что, помимо естественной диффузии НННЗ, на перенос избыточных носителей влияет встроенный электрический потенциал на границе раздела n^+-n , создающий электростатическое поле, которым НННЗ из n^+ -слоя затягиваются в n -слой и далее в

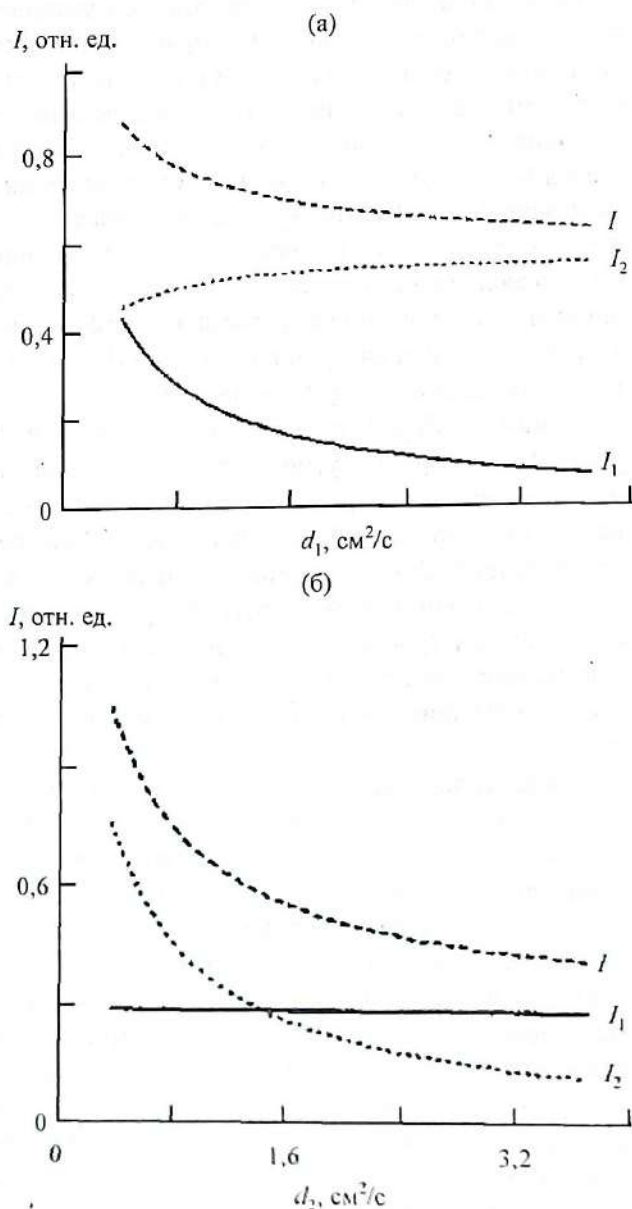


Рис. 3. Зависимость интенсивности ФЛ субмикронной n^+-ni -структуры от значений коэффициентов диффузии дырок в n^+ - (а) и n -слоях (б) (теория). I – интенсивность ФЛ n^+-n-i -структуры, I_1 – интенсивность ФЛ n^+ -слоя, I_2 – интенсивность ФЛ n -слоя.

полуизолирующую подложку, при этом они выбывают из процесса излучательной рекомбинации в n^+ - и n -слоях. Очевидно, что интенсивность ФЛ исследуемых структур будет уменьшаться с увеличением диффузионной длины НННЗ ($L^2 = d\tau$) за счет увеличения транспорта НННЗ в глубину структуры, откуда выход люминесцентного сигнала уменьшается за счет самопоглощения. Если учесть, что в нашем случае $L^2 \sim d$, поскольку отбирались структуры с разбросом значений τ не более 10% (см. таблицу), то экспериментальная зависимость интенсивности ФЛ n^+-n-i -структуры от холловской подвижности в n -слое (рис. 1) коррелирует с теоретической зависимостью, представленной на рис. 3.

Расчеты показывают (рис. 3а, 3б), что с увеличением коэффициентов диффузии d_1 и d_2 интенсивность ФЛ I уменьшается, причем вклад в интенсивность ФЛ n^+ -слоя I_1 уменьшается с увеличением коэффициентов диффузии d_1 , а вклад в интенсивность n -слоя I_2 возрастает, в то время как при увеличении коэффициента диффузии d_2 вклад в интенсивность ФЛ n^+ -слоя остается неизменным при постоянно уменьшающемся вкладе n -слоя. Таким образом, величины и соотношение коэффициентов диффузии, а следовательно, и диффузионных длин ННЗ в n^+ - и n -слоях влияют на интенсивность ФЛ.

Помимо коэффициента диффузии, на интенсивность ФЛ влияют и другие электрофизические характеристики, используемые в предлагаемой модели, среди которых наиболее важными, с точки зрения формирования фотолуминесцентного сигнала, являются скорость поверхностной рекомбинации, величина электростатического потенциала между эпитаксиальными слоями, толщина эпитаксиальных слоев, коэффициент поглощения возбуждающего излучения.

Проведенные расчеты показали, что при изменении скорости поверхностной рекомбинации в пределах двух порядков (10^4 – 10^6 см/с) интенсивность ФЛ изменяется не более чем на 35%, в связи с чем вариация S_0 не может служить основной причиной наблюдаемой разницы в интенсивностях ФЛ (рис. 1). Следует учитывать, что обработка поверхности исследуемых образцов, влияющая на скорость поверхностной рекомбинации, проводилась в одних и тех же (контролируемых) условиях. Как следует из [10], в случае одинаковой обработки поверхности полупроводников A^3B^5 скорость поверхностной рекомбинации зависит только от кристаллографической ориентации поверхности, которая для всех исследованных нами образцов оставалась неизменной.

На профиль избыточных дырок, а следовательно, и на интенсивность ФЛ субмикронной структуры оказывает существенное влияние встроенный электростатический потенциал f , что видно из рис. 4. Так, для $f = -0,06$ В, соответствующего структуре типа $n-n^+-i$, значение интенсивности ФЛ максимально, а с увеличением f вплоть до 0,06 В оно монотонно уменьшается, что в нашем случае соответствует структуре типа n^+-n-i . Для $f = -0,06$ В в поле электростатического потенциала происходит выталкивание избыточных дырок во внешний n -слой, что, безусловно, будет приводить к увеличению интенсивности ФЛ, а для $f = 0,06$ В – к затягиванию ННЗ в n - и i -слои, что приводит к уменьшению интенсивности ФЛ.

При удалении эпитаксиальных слоев изменяются соотношения характеристических длин (a , L и $1/\alpha$), что будет влиять на интенсивность ФЛ (рис. 2). Мо-

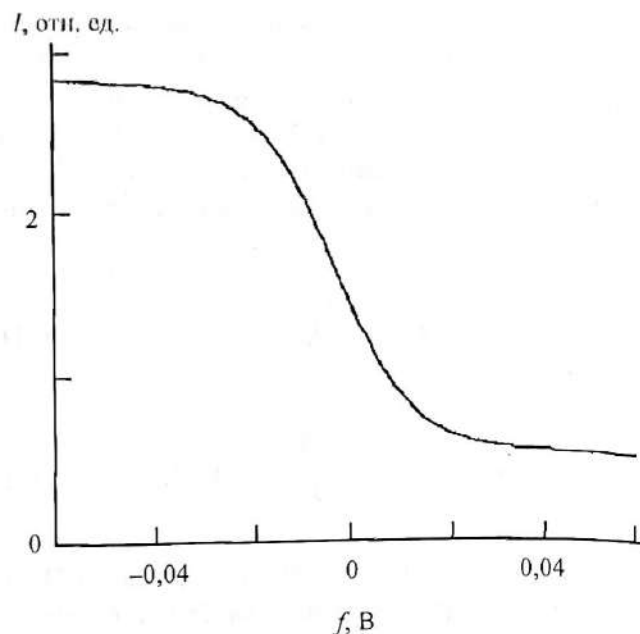


Рис. 4. Зависимость интенсивности ФЛ субмикронной n^+-n-i -структуры от электростатического потенциала между слоями n^+-n (теория).

делирование данной ситуации проводилось путем определения I при уменьшении верхнего предела интегрирования в выражениях (11) и (12) от исходной величины до значения нижнего предела. В качестве переменного параметра подынтегральных выражений (11) и (12) мы использовали d_2 , чтобы сопоставить расчетные кривые интенсивности ФЛ экспериментальным, полученным для структур с различными значениями подвижности μ_2 в n -слое (рис. 2).

Известно, что измерение холловской подвижности при низких температурах (порядка 80 К) используется для определения концентрации легирующей примеси [11], при этом по измеренному значению холловской подвижности для арсенида галлия с точностью 10–20% определяется концентрация легирующей примеси. Если предположить, что измеренные при комнатной температуре (см. таблицу) значения холловской подвижности для исследованных образцов связаны с величиной концентрации легирующей примеси в n -слое, то это, в свою очередь, необходимо будет учесть и для встроенного потенциала на границе n^+-n таким образом, чтобы большей концентрации легирующей примеси в n -слое соответствовал меньший встроенный потенциал. Применительно к рассматриваемому случаю (измерение интенсивности ФЛ при удалении эпитаксиальных слоев) это можно учесть введением в подынтегральные выражения (11) и (12) переменного значения встроенного потенциала f , коррелированно изменяющегося с μ_2 . При этом получаются зависимости интенсивности ФЛ от толщины снятого слоя, представленные на рис. 5, хорошо соответствующие экспериментально полу-

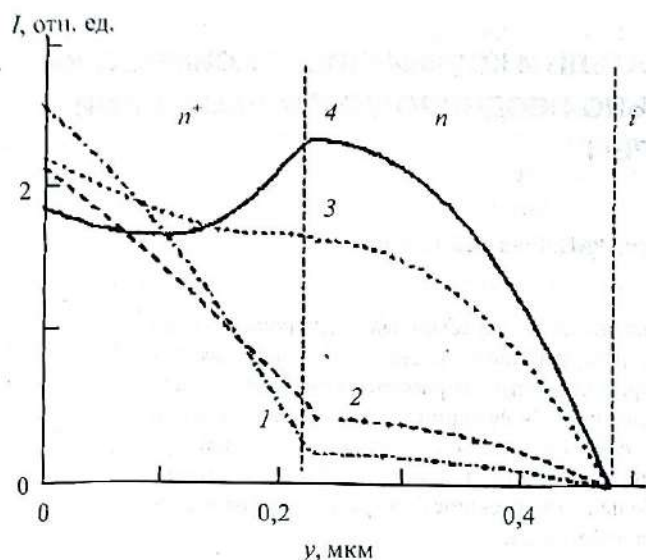


Рис. 5. Зависимость интенсивности ФЛ субмикронных n^+-n-i -структур от толщины удаленного слоя y и параметров (теория): $d_1 = 0,75 \text{ см}^2/\text{с}$, $S_0 = 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$, $\alpha = 5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. 1 – $d_2 = 2,175 \text{ см}^2/\text{с}$, $f = 0,06 \text{ эВ}$, 2 – $d_2 = 1,05 \text{ см}^2/\text{с}$, $f = 0,01 \text{ эВ}$, 3 – $d_2 = 0,975 \text{ см}^2/\text{с}$, $f = 0,006 \text{ эВ}$, 4 – $d_2 = 0,75 \text{ см}^2/\text{с}$, $f = 0,0 \text{ эВ}$.

ченным кривым (рис. 2). Ход полученных кривых определяется соотношением характеристических длин с учетом влияния на интенсивность ФЛ величины встроенного электростатического потенциала f и коэффициента диффузии d_2 .

Заключение

При описании формирования фотolumинесцентного сигнала субмикронных эпитаксиальных структур GaAs необходимо учитывать особенности распределения ННЗ по глубине, которое, в свою очередь, определяется распределением электрофизических характеристик данных структур.

Наиболее существенное влияние на интенсивность ФЛ однотипных n^+-n-i -субмикронных структур оказывают подвижность избыточных дырок в эпитаксиальных слоях и встроенный электростатический потенциал на границе раздела этих слоев. Увеличение подвижности ННЗ и встроенного электростатического потенциала приводит к уменьшению интенсивности ФЛ n^+-n-i -структуры за счет увеличения их транспорта в глубину структуры, откуда выход люминесцентного сигнала уменьшается за счет самопоглощения.

С увеличением коэффициента диффузии ННЗ в n^+ -слое фотolumинесцентное излучение выводит-

ся в основном из внутреннего n -слоя, причем вклад в интенсивность ФЛ n^+ -слоя уменьшается, а вклад n -слоя возрастает. При увеличении же коэффициента диффузии ННЗ в n -слое вклад в интенсивность ФЛ n^+ -слоя остается неизменным при постоянно уменьшающемся вкладе n -слоя. Таким образом, величина и соотношение коэффициентов диффузии, а следовательно, и диффузионных длин ННЗ в n^+ - и n -слоях влияют на их вклад в интегральную интенсивность ФЛ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лукашевич П.Г. Влияние неоднородности пространственного распределения неравновесных носителей на спектры краевого излучения прямозонных полупроводников // Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32. № 10. С. 1200–1202.
2. Емельяненко Ю.С., Рыжков М.П., Сманцер Ю.А. Краевая фотolumинесценция n^+-n-i GaAs-структур // Весті АН Беларусі. Сер. Физ.-мат. наук. 1993. № 3. С. 71–75.
3. Махний В.П., Мельник В.В. Фотоэлектрические свойства контактов Ni–ZnSe // Физика и техника полупроводников. 1995. Т. 29. С. 1468–1472.
4. Емельяненко Ю.С., Малышев С.А. Фотolumинесценция n^+-n-i -субмикронных структур арсенида галлия // Журнал прикладной спектроскопии. 2001. Т. 68. № 2. С. 228–231.
5. Махний В.П., Слепов М.М. Фотolumинесценция области пространственного заряда контактов металл-селенид цинка // Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32. № 10. С. 1210–1211.
6. Пека Г.П., Длутрук Н.Л., Чепель Л.Г. Примесное рекомбинационное излучение в GaAs при сильно поглощаемом возбуждении // Физика твердого тела. 1972. Т. 14. № 11. С. 3391–3396.
7. Емельяненко Ю.С., Зайцев И.И., Рыжков М.П. Способ измерения шероховатости поверхности изделия и устройство для его осуществления // А. с. № 1781537. 1992.
8. Пека Г.П., Коваленко В.Ф., Коваленко В.Н. Люминесцентные методы контроля параметров полупроводниковых материалов и приборов. Киев: Техніка, 1986. 27 с.
9. Леванюк А.П., Осипов В.В. Теория люминесценции сильно легированных полупроводников // Физика и техника полупроводников. 1973. Т. 7. № 6. С. 1058–1068.
10. Moison J.M., Bensoussan M. Surface recombination, surface states and Fermi level pinning // Review Phys. Appl. 1987. V. 22. № 5. P. 293–297.
11. Кучис Е.В. Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования. М.: Радио и связь, 1990. 264 с.