

# Влияние дрейфа носителей заряда во встроенном квазиэлектрическом поле на спектр излучения варизонных полупроводников

© В.Ф. Коваленко, А.Ю. Миронченко, С.В. Шутов

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины (Херсонский отдел), 73008 Херсон, Украина

(Получена 4 января 2001 г. Принята к печати 20 июня 2001 г.)

Теоретически и экспериментально изучено влияние объемного ( $\tau$ ) и излучательного ( $\tau_r$ ) времен жизни носителей заряда на степень пространственного разделения областей их генерации и излучательной рекомбинации в варизонных полупроводниках при дрейфовом механизме переноса во встроенном квазиэлектрическом поле кристалла. Установлено, что с увеличением  $\tau$  и(или)  $\tau_r$  степень пространственного разделения возрастает. Обнаружен эффект пространственного разделения областей излучательной рекомбинации, соответствующих механизмам переходов с различными значениями  $\tau_r$ . Полученные данные обусловлены координатной зависимостью вероятности рекомбинации в варизонных полупроводниках.

## Введение

Наличие в варизонных полупроводниках встроенного квазиэлектрического поля  $E = e^{-1}\nabla E_g$ , обуславливающего дрейф неравновесных носителей заряда (ННЗ), приводит к изменению их основных люминесцентных характеристик по сравнению с обычными полупроводниками. В работе [1] было показано, что в полупроводниках со средними и большими значениями  $E$  конкурирующий с процессом излучательной рекомбинации процесс переноса ННЗ из широкозонного в более узкозонные участки кристалла за время дрейфа  $t_{dr} < \tau_r$  ( $\tau_r$  — излучательное время жизни) приводит к координатной зависимости вероятности излучательной рекомбинации. При возбуждении сильно поглощаемым светом эта зависимость приводит к пространственному смещению области излучательной рекомбинации в узкозонный (по отношению к области генерации ННЗ) участок кристалла. Величина смещения возрастает с увеличением  $E$ . Настоящая работа, которая является продолжением исследования [1], посвящена изучению зависимости степени разделения областей генерации и излучательной рекомбинации ННЗ от объемного и излучательного времени жизни.

## Теоретическое рассмотрение

Согласно [1], в варизонном полупроводнике форма спектра излучения для полубесконечного кристалла при линейной рекомбинации и поверхностном поглощении возбуждающего света описывается выражением

$$I(z) = \tau_r^{-1} \exp\left(-\frac{\tau_r V_{dr}}{z}\right) \left[ \left( \frac{\beta J_0}{V_{dr} + S_0} + \frac{\beta J_0 \alpha \tau}{\alpha l_+ - \exp(-l_+/z)} \right) \exp\left(-\frac{z}{l_+} \exp\left(-\frac{l_+}{z}\right)\right) \right], \quad (1)$$

где  $J_0$  — интенсивность возбуждения,  $\beta$  — квантовый выход внутреннего фотоэффекта,  $\alpha$  — коэффициент поглощения возбуждающего излучения,  $V_{dr} = \mu E$ ,

$\mu$  — подвижность ННЗ,  $S_0$  — скорость поверхностной рекомбинации на освещаемой широкозонной поверхности,  $l_+ = V_{dr}\tau$  — эффективная длина смещения ННЗ,  $\tau = (\sum_i \tau_i^{-1})^{-1}$  — объемное время жизни,  $\tau_i$  — время жизни ННЗ, соответствующее  $i$ -му механизму рекомбинации.

Условия применимости (1):

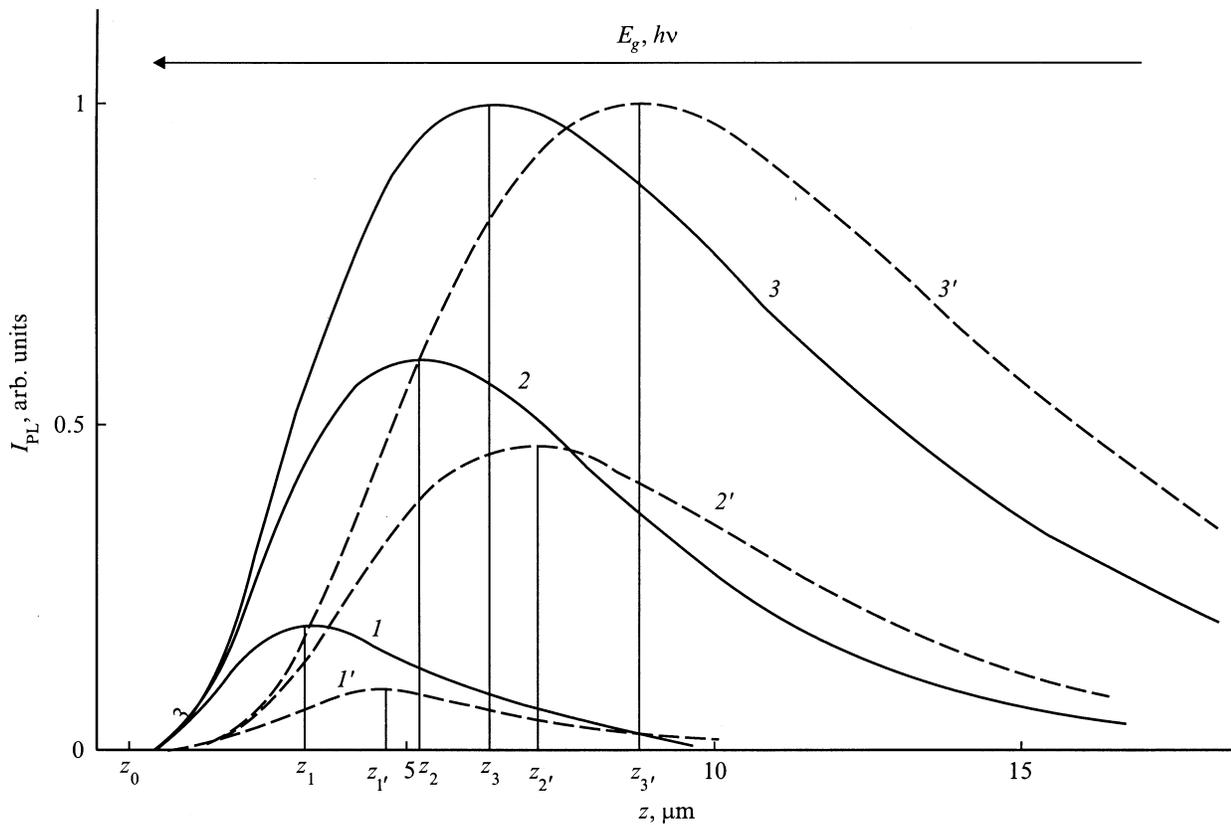
- линейное изменение ширины запрещенной зоны  $E_g$  по координате  $z$  при средних и больших значениях встроенного поля  $E$ , когда дрейф ННЗ в поле  $E$  преобладает над диффузией;
- координатная зависимость вероятности излучательной рекомбинации имеет вид

$$W(z) = \tau_r^{-1} \exp(-\tau_r V_{dr}/z),$$

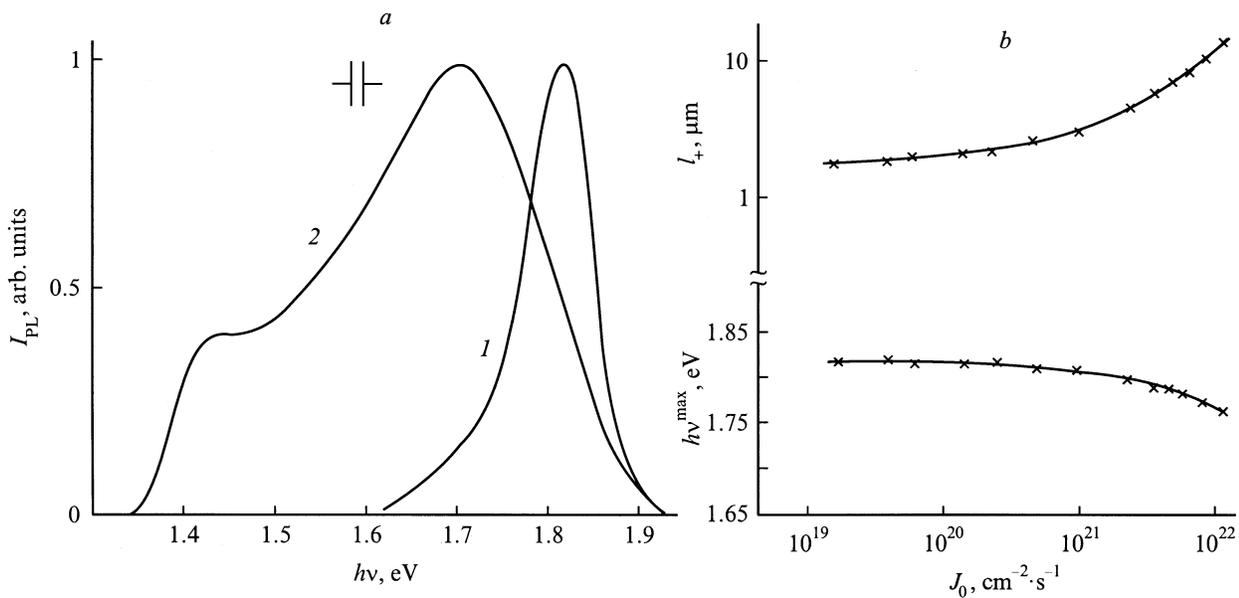
где  $V_{dr}$  — скорость дрейфа ННЗ в поле  $E$ .

Уравнение (1) далее используем для изучения влияния временного фактора на степень пространственного разделения областей генерации и излучательной рекомбинации ННЗ.

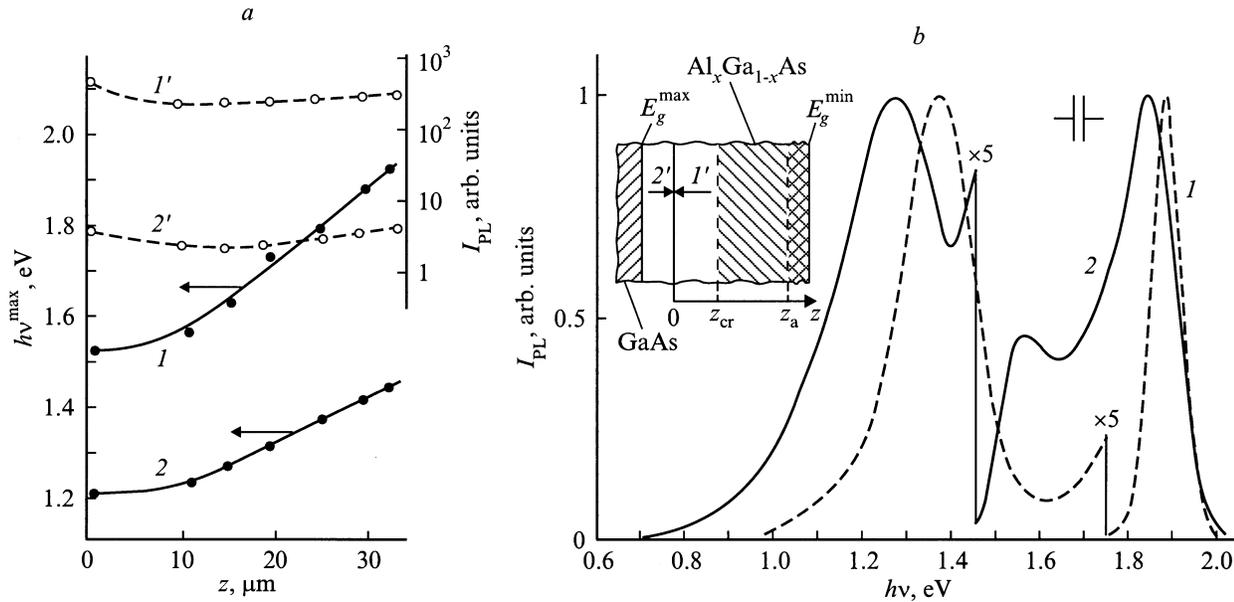
На рис. 1 приведены расчетные формы спектра излучения варизонного полупроводника с  $E = 200$  В/см при различных значениях объемного и излучательного времен жизни. Видно, что смещение максимума спектра излучения в узкозонный участок кристалла от освещаемой широкозонной поверхности, т.е. пространственное разделение областей генерации ННЗ и их излучательной рекомбинации, величина которого составляет  $z_n^* = z_n - z_0$ , возрастает с увеличением объемного и(или) излучательного времен жизни ( $z_n$  — координата положения максимума спектра излучения  $h\nu_n^{\max}$ ,  $n$  — номер спектра на рис. 1,  $n = 1, 2, 3, 1', 2', 3'$ ). Этот результат также является очевидным следствием координатной зависимости вероятности рекомбинации — с увеличением  $\tau$  и(или)  $\tau_r$  ННЗ уходят на большие расстояния от освещаемой поверхности без безызлучательной и(или) излучательной рекомбинации соответственно. На рис. 1 координата  $z = 0$  соответствует широкозонной



**Рис. 1.** Спектры излучения варизонного полупроводника с  $\nabla E_g = 200$  эВ/см, рассчитанные по формуле (1) при  $T = 77$  К,  $\alpha = 2.72 \cdot 10^4$  см $^{-1}$ ,  $S_0 = 10^5$  см/с,  $\beta = 1$ ,  $J_0 = 10^{20}$  см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ . Времена жизни  $\tau_r$ , с: 1–3 —  $5 \cdot 10^{-9}$ , 1'–3' —  $10^{-8}$ ;  $\tau$ , с: 1, 1' —  $10^{-9}$ , 2, 2' —  $2 \cdot 10^{-9}$ , 3, 3' —  $3 \cdot 10^{-9}$ .



**Рис. 2.** Спектры излучения (а) и зависимости эффективной длины смещения неравновесных носителей заряда  $l_+$  и энергий максимумов в спектрах  $h\nu^{\max}$  (б) для нелегированного эпитаксиального слоя твердого раствора  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $\nabla E_g = 89$  эВ/см от уровня возбуждения при 300 К;  $J_0$ , см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ : 1 —  $10^{19}$ , 2 —  $10^{22}$ .



**Рис. 3.** *a* — распределение энергий максимумов спектров краевой (*I*) и примесной (*2*) полос фотолуминесценции и их интенсивности (*I'*, *2'*) по толщине одного из слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Te})$  с  $n \approx 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , при возбуждении с узкозонной стороны;  $T = 77 \text{ К}$ . *b* — спектры излучения этого же эпитаксиального слоя при возбуждении с узкозонной (*I*) и широкозонной (*2*) сторон при одном и том же значении состава твердого раствора на освещаемой поверхности, как показано на вставке. Спектры по интенсивности нормированы к единице;  $T = 77 \text{ К}$ ;  $J_0 = 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . На вставке — схема эксперимента; стрелки *I'* и *2'* указывают положения возбуждающего светового зонда при различных направлениях возбуждения. Смешанная штриховка указывает область кристалла, в которой происходит примесная фотолуминесценция.

освещаемой поверхности;  $z_0 = \alpha^{-1}$  — протяженность области генерации ННЗ;  $z_1, z_2, z_3, z_1', z_2', z_3'$  — координаты положения максимума соответствующих спектров излучения.

Из приведенных на рис. 1 данных следуют две особенности спектров излучательной рекомбинации варизонных полупроводников.

1. При наличии одновременно нескольких каналов излучательной рекомбинации с различными значениями  $\tau_r$  имеет место частичное разделение (в широкозонном участке кристалла) областей излучательной рекомбинации, соответствующих различным механизмам переходов — для механизма с большим излучательным временем жизни смещение области излучательной рекомбинации в узкозонный участок кристалла будет более существенным ( $z_1' > z_1, z_2' > z_2, z_3' > z_3$ ).

2. Для механизма излучательной рекомбинации с большим  $\tau_r$  будет иметь место более существенное смещение максимума соответствующей полосы излучения в узкозонный участок кристалла, чем для механизма с меньшим  $\tau_r$ , при увеличении объемного времени жизни, например,  $(z_3' - z_1') > (z_3 - z_1)$ .

## Сравнение с экспериментом

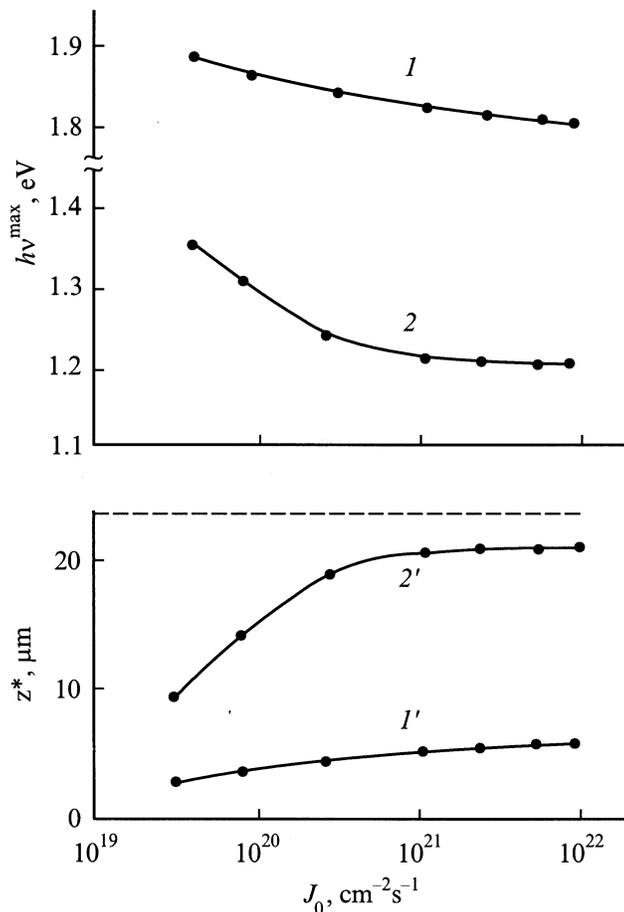
Проведены измерения зависимостей спектрального состава фотолуминесценции (ФЛ) эпитаксиальных слоев варизонных твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , как нелеги-

рованных ( $n \lesssim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), так и легированных теллуром ( $n \lesssim (0.5 \div 1) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), от уровня возбуждения. Характеристики исследованных твердых растворов, а также методика измерения спектров ФЛ изложены в [1]. Эффективную длину смещения ННЗ  $l_+$  при ускоряющем действии поля  $E$  определяли по наклону низкоэнергетического спада полосы краевого излучения [2].

На рис. 2, *a* представлены измеренные при 300 К спектры ФЛ, содержащие только полосу краевого излучения. На рис. 2, *b* — зависимости энергии максимума спектров  $h\nu^{\text{max}}$  и эффективной длины  $l_+$  от уровня возбуждения  $J_0$  для одного из нелегированных эпитаксиальных слоев при возбуждении с широкозонной стороны (со стороны  $E_g^{\text{max}}$ ). Видно, что с ростом  $J_0$  происходит смещение коротковолнового максимума  $h\nu^{\text{max}}$  в низкоэнергетическую область, т.е. увеличение степени разделения областей генерации и излучательной рекомбинации ННЗ.

Экспериментально наблюдаемая зависимость  $h\nu^{\text{max}}(J_0)$  отражает, по нашему мнению, зависимость  $h\nu^{\text{max}}(\tau)$  (см. рис. 1) и объясняется возрастанием объемного времени жизни ННЗ с увеличением  $J_0$ , о чем свидетельствует возрастание  $l_+$  с увеличением  $J_0$ . Последнее обстоятельство связано, очевидно, с насыщением каналов объемной безызлучательной рекомбинации при увеличении концентрации ННЗ.

Спектры ФЛ легированных варизонных твердых растворов, измеренные при 77 К, содержали полосы краевого и примесного излучения. При возбуждении с узко-



**Рис. 4.** Зависимости положений максимумов полос краевого (1) и примесного (2) излучения, а также величины пространственного разделения областей генерации неравновесных носителей заряда и их краевой (1') и примесной (2') излучательной рекомбинации от уровня возбуждения в эпитаксиальном слое с  $\nabla E_g = 154$  эВ/см при 77 К. Штриховой линией обозначено положение тыльной узкозонной поверхности.

зонной стороны (со стороны  $E_g^{\min}$ ) встроенное поле  $E$  оказывает тормозящее действие на генерируемые ННЗ и прижимает их к освещаемой поверхности, обеспечивая тем самым совпадение областей генерации и излучательной рекомбинации [1]. Зависимость положения максимума полосы примесного излучения  $h\nu_a^{\max}$  от состава твердого раствора ( $h\nu_a^{\max} \approx 1.20$  эВ при  $x = 0$ ) аналогична приведенной в работе [3]. На рис. 3, а показано распределение энергий максимумов спектров и интенсивностей полос краевой и примесной ФЛ по толщине одного из слоев при возбуждении со стороны  $E_g^{\min}$ . Практически равномерное распределение интенсивностей полос свидетельствует о достаточно однородном распределении концентрации основных носителей заряда и глубоких излучающих центров по толщине. На рис. 3, б приведены спектры ФЛ этого же слоя, измеренные при одинаковом уровне возбуждения с узкозонной (1) и широкозонной (2) сторон при одном и том же значении состава твердого раствора на освещаемой поверхности,

как показано на вставке к рис. 3, б. Из сопоставления этих спектров с использованием кривых 1 и 2 на рис. 3, а следует, что при возбуждении со стороны  $E_g^{\max}$  энергия максимума  $h\nu_a^{\max}$  смещена в длинноволновую область спектра, а следовательно, в узкозонный участок слоя более существенно, чем энергия  $h\nu_{\text{cr}}^{\max}$  (см. соответствующие координаты  $z_a$  и  $z_{\text{cr}}$  на вставке). Таким образом, имеет место частичное пространственное разделение областей краевой и примесной ФЛ, обусловленное тем, что  $\tau_{r_a} > \tau_{r_{\text{cr}}}$ . В рассматриваемом случае  $\tau_{r_a} \approx 7 \cdot 10^{-7}$  с [4],  $\tau_{r_{\text{cr}}} \approx 2 \cdot 10^{-8}$  с [5,6]. Это подтверждает вывод о том, что для канала рекомбинации с большим излучательным временем жизни сдвиг области излучательной рекомбинации в узкозонный участок кристалла должен быть более существенным, чем для канала с меньшим  $\tau_r$ .

При возбуждении со стороны  $E_g^{\max}$  с увеличением уровня возбуждения полосы краевой и примесной ФЛ расширялись, а их максимумы смещались в длинноволновую область спектра (рис. 4). Смещение  $h\nu_a^{\max}$  происходило до значения  $h\nu_a^{\max} \approx 1.20$  эВ, характерного, как видно из рис. 3, а, для узкозонного участка, в котором  $x \approx 0$ . Дальнейшее увеличение уровня возбуждения  $J_0$  приводило к стабилизации положения максимума и сужению примесной полосы ФЛ, что указывает на локализацию области примесной ФЛ у тыльной узкозонной поверхности при высоких уровнях возбуждения  $J_0 > 10^{21}$   $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . На рис. 4 представлены также зависимости величин пространственного разделения  $z^*$  областей краевой и примесной ФЛ от  $J_0$  для одного из эпитаксиальных слоев. Видно, что во всем интервале изменения уровня возбуждения  $z_a^* > z_{\text{cr}}^*$ . Кроме того, эти данные подтверждают вывод о том, что для канала рекомбинации с большим излучательным временем жизни имеет место более существенное разделение областей генерации и излучательной рекомбинации ННЗ, чем для канала с меньшим  $\tau_r$  при увеличении  $\tau$ .

## Заключение

Таким образом, соответствие экспериментальных данных расчетным результатам подтверждает справедливость представления о координатной зависимости рекомбинации в варизонных полупроводниках при дрейфовом механизме переноса неравновесных носителей заряда во встроенном электрическом поле.

## Список литературы

- [1] А.И. Базык, В.Ф. Коваленко, А.Ю. Миرونченко, С.В. Шутов. ФТП, **35** (1), 53 (2001).
- [2] В.Ф. Коваленко, Г.П. Пека, Л.Г. Шепель. ФТП, **14** (7), 1350 (1980).
- [3] Н.К. Дряпико, В.Ф. Коваленко, Г.П. Пека. ФТП, **17** (5), 863 (1983).
- [4] К.Д. Глинчук, А.В. Прохорович, В.Е. Родионов. ФТП, **11** (1), 35 (1977).

- [5] Д.З. Гарбузов, В.Б. Халфин, А. Абдуллаев. В кн.: *Физика соединений A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>* (Л., ЛПИ, 1979) с. 21.
- [6] А.И. Базык, В.Ф. Коваленко, Г.П. Пека, В.А. Петряков. ФТП, **15** (7), 1363 (1981).

*Редактор Т.А. Полянская*

**The effect of charge carrier drift  
in a built-in quasi-electric field on radiation  
spectrum of graded-gap semiconductors**

V.F. Kovalenko, A.Yu. Mironchenko, S.V. Shutov

Institute of Physics of Semiconductors  
of National Academy of Sciences of Ukraine  
(The Kherson branch),  
73008 Kherson, Ukraine