

О МЕХАНИЗМЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПОЛОЖЕНИЯ МАКСИМУМА ПОЛОС «ПРИМЕСНОЙ» ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ И ФОСФИДЕ ИНДИЯ

Е. В. Винник, К. Д. Глинчук, В. И. Гурошев, А. В. Прохорович

Институт полупроводников Академии наук Украины,
252680, Киев, Украина

(Получена 30 ноября 1992 г. Принята к печати 3 декабря 1992 г.)

Введение. Известно, что облучение GaAs и InP (а также GaAlAs и GaAsP) быстрыми частицами (электронами, γ -квантами, нейтронами) может приводить к изменению положения максимума полос примесной люминесценции $h\nu_m$ в них [1–8]. Обычно предполагается, что указанный радиационно-стимулированный сдвиг $h\nu_m$ полностью обусловлен либо усложнением микроструктуры центров люминесценции вследствие ассоциации ими подвижных при температуре облучения радиационных дефектов (РД) [5–7], либо, если спектр люминесценции формируется набором однотипных центров люминесценции, селективным разрушением ряда из них при облучении [1–4, 8]. Далее мы на примере изучения влияния облучения быстрыми нейтронами на фотолюминесценцию (ФЛ) кристаллов p -GaAs(Zn) хотели бы обратить внимание на то, что отмеченные механизмы радиационно-стимулированных изменений величины $h\nu_m$ не являются единственными — в ряде случаев изменение величины $h\nu_m$ при облучении может быть обусловлено зависимостью $h\nu_m$ от интенсивности возбуждения фотолюминесценции L , т. е. от концентрации избыточных неосновных носителей тока. Последняя, несомненно, существенно понижается при возрастании дозы облучения Φ , приводя тем самым, если $h\nu_m = \varphi(L)$, к сдвигу положения максимума люминесценции $h\nu_m$ при облучении, т. е. к появлению дозовой зависимости $h\nu_m(\Phi)$ [9]. Однако ранее при выяснении доминирующего физического механизма, приводящего к радиационно-стимулированным изменениям величины $h\nu_m$, этому обстоятельству не было уделено должного внимания [в наблюдаемых закономерностях $h\nu_m(\Phi)$ обычно не отделялись эффекты, обусловленные прямым взаимодействием РД с центрами люминесценции и связанные с изменениями $h\nu_m$ при вариации интенсивности возбуждения]. Поэтому имеющиеся данные по зависимостям $h\nu_m(\Phi)$, по-видимому, в основном не могут быть использованы для количественной оценки изменений $h\nu_m$, обусловленных прямым взаимодействием РД с центрами люминесценции, так как они могут оказаться [в зависимости от вида кривой $h\nu_m(L)$] несколько заниженными либо завышенными по сравнению с истинным значением для отмеченного эффекта.

1. Методика

Исходными для опытов являлись легированные атомами цинка кристаллы p -GaAs (концентрация равновесных дырок в них $p_0 = 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а время жизни избыточных электронов $\tau = 10^{-10}$). Облучение кристаллов p -GaAs(Zn) быстрыми нейтронами (средняя энергия нейтронов $E = 2 \text{ МэВ}$, интегральная доза облучения $\Phi = 10^{14} - 10^{16} \text{ н/см}^2$) проводилось в канале реактора с принудительным охлаждением; температура кристалла в процессе облучения не превышала 60°C .

ФЛ кристаллов p -GaAs(Zn) возбуждалась излучением He—Ne-лазера (энергия квантов света $h\nu = 1.96 \text{ эВ}$, коэффициент поглощения света $k = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, интенсивность возбуждения $L = 10^{15} - 10^{18} \text{ кв./см}^2 \cdot \text{с}$). Измерения ФЛ про-

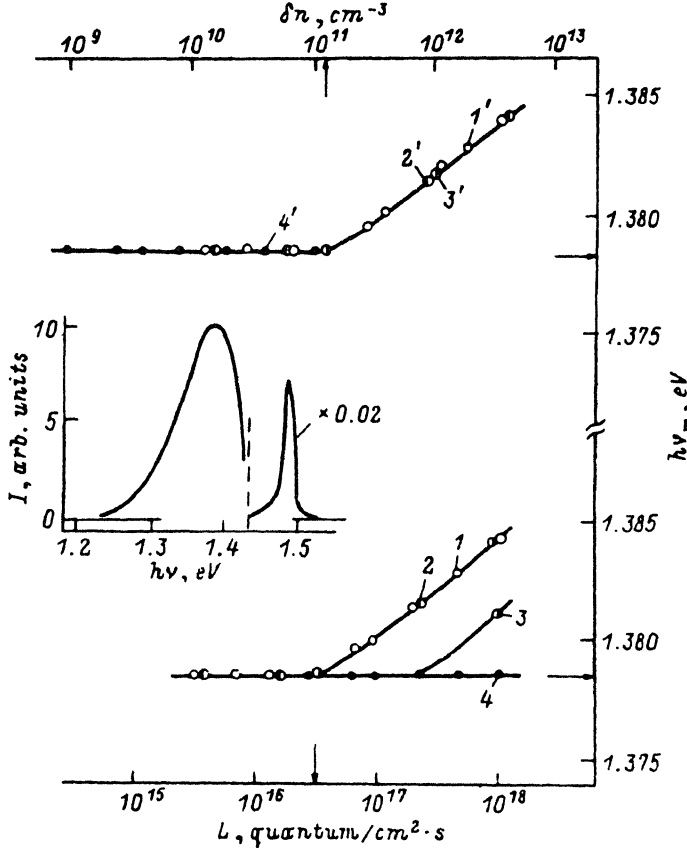


Рис. 1. Зависимости положения максимума «примесного» излучения $h\nu_m$ от интенсивности возбуждения L (1—4) и концентрации избыточных электронов δn (1'—4') в исходных (1, 1') и облученных потоком быстрых нейтронов (Φ , н/см²: 2, 2'— 10^{14} , 3, 3'— 10^{15} , 4, 4'— 10^{16}) кристаллах p -GaAs (Zn). Измерения проведены при $T = 4.2$ К. Стрелками указаны значения δn^* , L^* и $h\nu_m^*$ на соответствующих осях. На вставке показан спектр ФЛ исходных кристаллов p -GaAs (Zn) при $T = 4.2$ К и $L = 3 \cdot 10^{16}$ кв./см²·с.

водились при 4.2 К на монохроматоре МДР-23 с разрешением порядка $0.4 \cdot 10^{-3}$ эВ. В спектрах ФЛ кристаллов p -GaAs (Zn) наблюдалось как примесное излучение (по форме близкое к гауссовой) с положением максимума люминесценции $h\nu_m$ вблизи 1.38 эВ, интенсивность которого $I_{1.38} \ll L$ и оно обусловлено излучательной рекомбинацией электронов в донорно-акцепторных парах $V_{As}Zn_{Ga}$ [10], так и «краевое» излучение с положением максимума люминесценции $h\nu_m$ вблизи 1.49 эВ, его интенсивность $I_{1.49} \ll L$ (рис. 1). В исходных кристаллах положение максимума примесного излучения $h\nu_m$ не зависело от интенсивности возбуждения L и концентрации избыточных электронов δn при малых L и δn . При этом $h\nu_m = h\nu_m^* = 1.378$ эВ при $L \leq L^* = 3 \cdot 10^{16}$ кв./см²·с и $\delta n \leq \delta n^* = 1.2 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Малым величинам L и δn соответствовала область линейной примесной и краевой ФЛ, т. е. $I_{1.38}, I_{1.49} \sim \delta n \sim L$. Однако положение максимума существенно смещалось в область более высоких энергий $h\nu_m > h\nu_m^*$ при $L > L^*$ и $\delta n > \delta n^*$. Этим величинам L и δn соответствовала область сублинейной

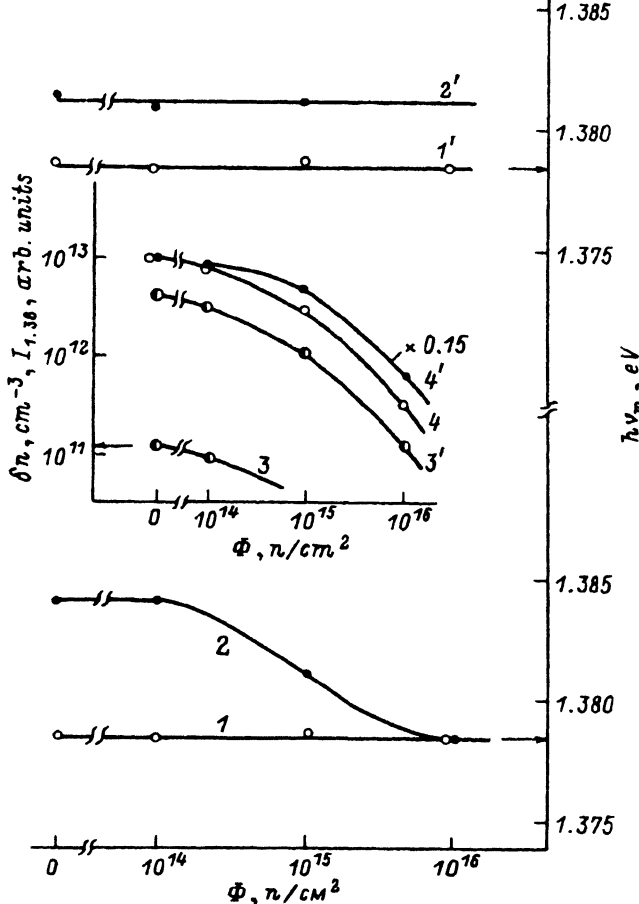


Рис. 2. Дозовые зависимости положения максимума примесного излучения $h\nu_m$ в облученных быстрыми нейтронами кристаллах $p\text{-GaAs}(\text{Zn})$ (1, 1', 2, 2'); величины $h\nu_m$ измерены при постоянных интенсивностях возбуждения L , кв./см².с: 1 — $3 \cdot 10^{16}$, 2 — $1 \cdot 10^{18}$ либо при постоянных концентрациях избыточных электронов δn , см⁻³: 1' — 10^{11} , 2' — 10^{12} . Измерения проведены при $T = 4.2$ К. Стрелками указаны значения δn^* и $h\nu_m^*$ у соответствующих осей. На вставке показаны дозовые зависимости концентраций избыточных электронов δn (3, 3') и интенсивности примесного излучения $I_{1.38}$ (4, 4'). Измерения проведены при $T = 4.2$ К и L , кв./см².с: 3, 4 — $3 \cdot 10^{16}$, 3', 4' — $1 \cdot 10^{18}$.

примесной ФЛ ($I_{1.38} \sim \delta n^{0.55} \sim L^{0.55}$) и линейной краевой ФЛ ($I_{1.49} \sim \delta n \sim L$) (рис. 1, кривые 1, 1').¹

Исходная проводимость исследуемых кристаллов $p\text{-GaAs}(\text{Zn})$ практически не изменялась при радиационном воздействии и оптическом возбуждении. В то же время облучение приводило к значительному уменьшению величины τ , что обусловлено генерацией центров безызлучательной рекомбинации избыточных носителей тока. Дозовая зависимость τ определялась из соответствующих изменений интенсивности $I_{1.49}$, поскольку $I_{1.49} \sim \delta n \approx kL\tau$ [как уже отмечалось,

¹ Сдвиг $h\nu_m$ с увеличением L , δn в высокоэнергетическую область (он сопровождался некоторым уменьшением полуширины примесной полосы излучения в основном за счет исчезновения излучения с более низкими энергиями $h\nu$) обусловлен «насыщением» (т. е. уменьшением их роли в рекомбинации) ряда донорно-акцепторных пар $V_{\text{As}}\text{Zn}_{\text{Ga}}$, обуславливающих появление люминесценции с относительно низкими энергиями $h\nu$ [11].

$I_{1.49} \sim L$ при любых L и, следовательно, $\tau \neq \varphi(L)$. Поэтому радиационное воздействие приводило к существенному понижению концентрации избыточных электронов δn и интенсивности примесного излучения $I_{1.38}$ (рис. 2, кривые 3, 3', 4).

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, 2 приведены измеренные в p -GaAs (Zn) при различных интенсивностях возбуждения L и концентрациях избыточных электронов δn зависимости положения максимума примесного излучения $h\nu_m$ от дозы облучения быстрыми нейтронами Φ . В них обращает на себя внимание тот факт, что в облученных кристаллах максимум люминесценции $h\nu_m$ смещается в низкоэнергетическую область [$h\nu_m(\Phi) < h\nu_m(0)$], если измерения $h\nu_m$ проводятся при больших L ($L > L^*$, они создают $\delta n > \delta n^*$ при $\Phi = 0$). Однако максимум не изменяет своего положения [$h\nu_m \neq \varphi(\Phi)$], если измерения проводятся либо при малых L ($L < L^*$, они создают $\delta n < \delta n^*$ при $\Phi = 0$), либо при условии $\delta n = \text{const}$ (и любых значениях α).² Из отмеченного несомненно следует, что наблюдаемое при больших интенсивностях возбуждения L радиационно-стимулированное изменение положения максимума излучения $h\nu_m$ (рис. 2, кривая 2) не связано с прямым взаимодействием РД с парами $V_{As}Zn_{Ga}$, а обусловлено зависимостью величины $h\nu_m$ от уровня возбуждения (последний эффект играет доминирующую роль в определении вида зависимости $h\nu_m$ от Φ).

Заключение. Наблюдаемые на опыте радиационно-стимулированные изменения положения максимума примесного излучения $h\nu_m$ в интерметаллических полупроводниках могут быть обусловлены не только прямым взаимодействием РД с центрами люминесценции, но и зависимостью величины $h\nu_m$ от интенсивности возбуждения. Отмеченное необходимо учитывать при разграничении, т. е. установлении относительной роли механизмов процессов, приводящих к радиационно-стимулированным изменениям положения максимума примесного излучения $h\nu_m$ в GaAs, InP и иных полупроводниках.³ В частности, для выделения радиационно-стимулированных изменений положения максимума примесного излучения $h\nu_m$, обусловленных прямым взаимодействием РД с центрами люминесценции, измерение зависимости $h\nu_m(\Phi)$ необходимо проводить в области независимости $h\nu_m$ от L [измерение зависимости $h\nu_m(\Phi)$ при $\delta n = \text{const}$ представляет определенные трудности]. Однако ранее указанному не всегда уделялось должное внимание, так как не анализировались зависимости $h\nu_m(L)$. Поэтому весьма вероятно, что наблюдаемый в [1-5, 8] сдвиг $h\nu_m$ с Φ при радиационном воздействии на GaAs и InP лишь частично обус-

² Радиационно-стимулированный сдвиг точки перегиба зависимости $h\nu_m(L)$ в высокоэнергетическую область, т. е. расширение области независимости $h\nu_m$ от L в облученных кристаллах (рис. 1, кривые 3, 4), обусловлен соответствующим расширением области весьма низких концентраций избыточных носителей тока δn ($\delta n \ll \delta n^*$) вследствие значительного понижения при облучении величины τ , поскольку $\delta n(\Phi) = kL\tau(\Phi)$. Очевидно, облучение не изменяет наблюдаемую в исходных кристаллах зависимость $h\nu_m(L)$, если оно не приводит к существенному понижению величины δn , т. е. τ (рис. 1, кривая 2), а $h\nu_m$ стремится к предельному значению $h\nu_m^*$ при достаточно больших Φ , понижающих концентрацию избыточных электронов до весьма низких значений $\delta n \ll \delta n^*$ (рис. 2, кривая 2).

³ Заметим, что обсуждаемый эффект, связанный с зависимостью $h\nu_m(L)$, может приводить и к радиационно-стимулированному сдвигу положения максимума $h\nu_m$ в высокоэнергетическую область [$h\nu_m(\Phi) > h\nu_m(0)$]. Очевидно, это имело бы место, если бы положение $h\nu_m$ с увеличением L сдвигалось в низкоэнергетическую область.

довлен прямым взаимодействием РД с центрами люминесценции. Определенную (а в ряде случаев и доминирующую) роль в наблюдаемых зависимостях hw_m (Φ) могли играть изменения hw_m с интенсивностью возбуждения, налагавшиеся на соответствующие, обусловленные прямым взаимодействием РД с центрами люминесценции.⁴ Приведенные соображения важны для идентификации широко изучаемых физических процессов, приводящих к изменению электрофизических свойств элементарных и сложных полупроводников при радиационном воздействии (см., например, [12]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. W. Arnold. Phys. Rev., **183**, 777 (1969).
- [2] R. A. Polimadei, S. Share, A. S. Epstein. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-21, 96 (1974).
- [3] S. Share, A. S. Epstein, R. A. Polimadei. Sol. St. Electron., **18**, 471 (1975).
- [4] A. S. Epstein, S. Share, R. A. Polimadei, A. H. Herzog. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, 1654 (1976).
- [5] Н. И. Ярмолюк, В. Н. Вигдорович, Н. Г. Колин. ФТП, **14**, 1311 (1980).
- [6] К. Д. Глинчук, В. И. Гурошев, А. В. Прохорович. ФТП, **19**, 1326 (1985).
- [7] К. Д. Глинчук, В. И. Гурошев, А. В. Прохорович. ФТП, **20**, 567 (1986).
- [8] Ф. П. Коршунов, С. И. Радауцан, Н. А. Соболев. ФТП, **23**, 1581 (1989).
- [9] К. Д. Глинчук, В. И. Гурошев, А. В. Прохорович. ФТП, **20**, 1874 (1986).
- [10] К. Д. Глинчук, В. И. Гурошев, А. В. Прохорович. ФТП, **25**, 82 (1991).
- [11] M. C. de Long, P. C. Taylor. Appl. Phys. Lett., **57**, 620 (1990).
- [12] В. В. Емцев, Т. В. Машовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М. (1981).

Редактор Т. А. Полянская

ФТП, том 27, вып. 5, 1993

РЕЗОНАНСЫ В ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЛЕГИРОВАННОГО КРЕМНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ПРИМЕСИ

А. Г. Ждан, Е. М. Лифшиц, В. В. Рыльков, А. Г. Шафран

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 141120, Фрязино, Россия
(Получено 7 декабря 1992 г. Принято к печати 10 декабря 1992 г.)

Исследовались температурные зависимости электропроводности образцов p -Si, легированных галлием до концентраций $N_{Ga} = 5 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Образцы имели форму прямоугольных параллелепипедов с контактами, изготовленными имплантацией бора с последующим нанесением Au или Al.

Эксперименты проводились следующим образом: исследуемый образец помещался в рабочую камеру измерительной ячейки [1] на медный держатель с укрепленными внутри него нагревателем и термометром. После охлаждения до температуры $T = 4.2 \text{ К}$ образец облучался PbSnSe-лазером с энергией фотонов 250 мэВ. Затем лазер выключался, и измерялся ток I через образец в динамическом режиме изменения температуры по линейному закону со скоростью от 0.42±

⁴ Для изученных в [6–7] полос примесного излучения при используемых L положении максимума люминесценции hw_m не зависело от интенсивности возбуждения L . Это свидетельствует о том, что наблюдаемый в [6–7] радиационно-стимулированный сдвиг величины hw_m полностью обусловлен прямым взаимодействием РД с центрами люминесценции — комплексами $V_{Ga}Te_{As}$ и $Cr_{Ga}Te_{As}$, а именно с ассоциацией последними РД.