

МОДИФИКАЦИЯ ЦЕНТРА  $EZ$  В ОБЛУЧЕННОМ  $n$ -GaAs

Кольченко Т. И., Ломако В. М.

На основе анализа изменений спектра НЕСГУ облученного  $n$ -GaAs ( $n_0 = 3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) в зависимости от напряженности электрического поля, а также данных по термическому отжигу установлено, что пик  $EZ$  является составным. Для его модификации  $EZ_\alpha$ , являющейся основной в материале с  $n_0 = 3 \cdot 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , характерны сильная зависимость скорости эмиссии электронов ( $e_n$ ) от величины электрического поля (при  $E \geq 10^5 \text{ В/см}^2$ ) и высокая термическая стабильность ( $T_{\text{отж}} \approx 220 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Модификация  $EZ_\beta$ , преобладающая в низкоомном GaAs ( $n \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) в случае электронного облучения, отличается сравнительно низкой термической стабильностью ( $T_{\text{отж}} \approx 140 \text{ }^\circ\text{C}$ ) и независимостью  $e_n$  от напряженности электрического поля.

Определено, что энергия активации эмиссии электронов для  $EZ_\beta$  составляет  $\sim 0.37 \text{ эВ}$ , а процесс их захвата на центр является термически активируемым с  $E_g \approx 0.24 \text{ эВ}$ . Показано, что пик  $EZ_\beta$ , возможно, связан с эмиссией электронов из  $A^{n+1}$ -состояния конфигурационно-обистабильного центра  $EM1$  в GaAs.

Установлено, что отжиг  $EZ_\beta$  описывается уравнением кинетики химических реакций 1-го порядка с  $E_g = 0.86 \text{ эВ}$  и  $\lambda_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ . Относительно низкая скорость введения  $EZ_\beta$  в случае  $\gamma$ -облучения связывается с низкой термической стабильностью центра.

Среди электронных ловушек радиационной природы в GaAs с  $n_0 \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$  хорошо известна ловушка  $EZ$ , проявляющаяся в спектре НЕСГУ в интервале  $T \approx 100 - 200 \text{ К}$  в виде отдельного пика, характеризуемого энергией активации эмиссии  $E_a \approx 0.33 - 0.38 \text{ эВ}$  [1, 2]. При переходе к более низкоомному материалу ( $n_0 \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) в указанном интервале температур наблюдается уже два пика радиационного происхождения [2, 3]. Однако неясно, какой из них соответствует ловушке  $EZ$  и что представляет собой другой пик? Выяснению этих вопросов и посвящена настоящая работа.

Исследовались эпитаксиальные слои GaAs с  $n_0 = 3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , выращенные хлоридным методом. Измерения НЕСГУ структур с барьером Шоттки проводились с помощью емкостного спектрометра с  $\Delta c/c \sim 10^{-4}$ . Исследуемые структуры облучались  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$  и электронами с  $E = 4 \text{ МэВ}$  при  $T_\gamma = 32$  и  $T_e = 300 \text{ К}$  соответственно.

Типичные спектры НЕСГУ облученных структур GaAs с  $n_0 \approx 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  представлены на рис. 1. Видно, что в отличие от GaAs с  $n_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в спектрах НЕСГУ низкоомных материалов в области  $T = 100 - 200 \text{ К}$  наблюдается два пика, соотношение амплитуд которых зависит от вида облучения. Пик, преобладающий в случае  $\gamma$ -облучения, обозначим  $EZ_\alpha$ , а другой —  $EZ_\beta$ . Идентификацию центров в емкостной спектроскопии обычно проводят путем сопоставления кривых Аррениуса  $T^2 \tau = f(10^3/T)$  и температурных зависимостей сечений захвата  $\sigma_n, \sigma_p = f(10^3/T)$  с соответствующими кривыми для известных центров. В низкоомных материалах для ряда глубоких центров такое сравнение существенно усложняется вследствие эффектов Пула—Френкеля и фононно-стимулированной туннельной эмиссии. С другой стороны, эффект ускорения эмиссии электронов с ГУ электрическим полем может быть использован в качестве дополнительного отличительного признака глубокого центра [4].

На основании данных рис. 1 можно предположить, что ловушке  $EZ$  в спектрах НЕСГУ GaAs с  $n_0 \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  соответствует пик  $EZ_\beta$ . Однако сравнение

кривых Аррениуса показывает, что параметры этих центров не совпадают (рис. 2). Определено, что пик  $E\mathcal{Z}_\beta$  может быть охарактеризован значениями энергии активации эмиссии  $E_a$  и предэкспоненциального множителя  $K_0$ , равными 0.37 эВ и  $3 \cdot 10^{-8} K^2c$ , в то время как для  $E\mathcal{Z}$  эти параметры составляют 0.33 эВ и  $2 \cdot 10^{-7} K^2c$ . Зависимость  $T^2c = f(10^3/T)$  для пика  $E\mathcal{Z}_\beta$  представляет собой прямую линию, искажение за счет электрополевых эффектов, по-видимому, не наблюдается, хотя максимальная напряженность поля в структуре составляет  $\sim 2 \cdot 10^5$  В/см. Полученное же значение  $E_a$  даже несколько превышает соответствующее зна-

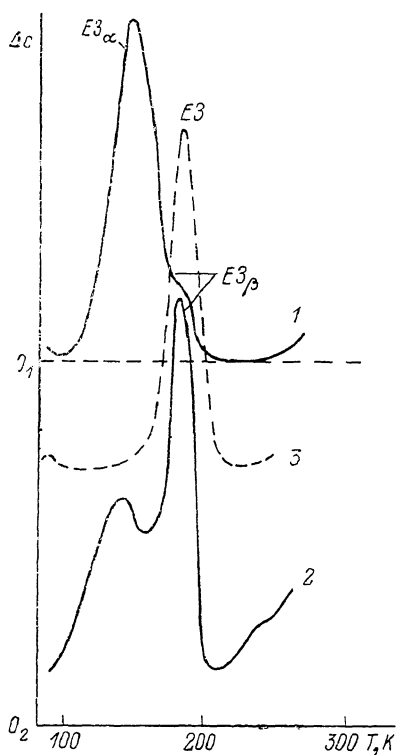


Рис. 1. Спектры НЕСГУ эпитаксиального GaAs, облученного квантами  $^{60}\text{Co}$  (1) и электронами с  $E=4$  МэВ (2, 3).  $n_0$ ,  $\text{см}^{-3}$ : 1, 2 —  $1.5 \cdot 10^{17}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{15}$ ;  $e_n^{-1} = 13.1$  мс.

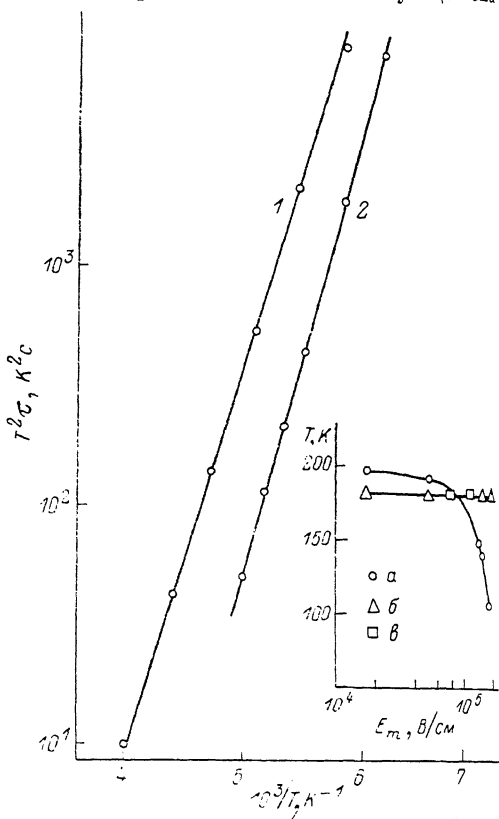


Рис. 2. Кривые Аррениуса для центров  $E\mathcal{Z}$  (1) и  $E\mathcal{Z}_\beta$  (2) в GaAs.

$n_0$ ,  $\text{см}^{-3}$ : 1 —  $2 \cdot 10^{18}$ , 2 —  $1.5 \cdot 10^{17}$ . На вставке — зависимость электрического поля на положении максимумов пиков  $E\mathcal{Z}_\alpha$  (а),  $E\mathcal{Z}_\beta$  (б) и  $E\mathcal{Z}$  (в) при  $e_n^{-1} = 13.1$  мс.

чение для  $E\mathcal{Z}$ , хотя за счет влияния электрического поля эффективная энергия активации эмиссии может только уменьшаться.

Напротив, для ловушки  $E\mathcal{Z}_\alpha$  характерно сильное влияние электрического поля на величину скорости эмиссии, проявляющееся в искажении кривой Аррениуса, деформации формы пика, увеличении его полуширины и сдвиге максимума в область низких температур. Такое поведение наблюдалось в [5] для ловушки  $E\mathcal{Z}$ . Из результатов анализа совокупности спектров НЕСГУ в GaAs с различным уровнем легирования следует, что пик  $E\mathcal{Z}$  в GaAs, вероятнее всего, является составным. В полях с  $E_{\text{max}} \leq 4 \cdot 10^5$  В/см модификация  $E\mathcal{Z}_\beta$  практически не испытывает влияния электрического поля, в то время как для пика  $E\mathcal{Z}_\alpha$  в зависимости от величины напряженности поля возможно смещение температуры максимума почти на 100 К (рис. 2). Следует заметить, что в GaAs с  $n_0 \approx 10^{15} - 10^{16}$   $\text{см}^{-3}$  (при обратных смещениях  $\sim 1 - 3$  В) максимумы пиков  $E\mathcal{Z}_\alpha$  и  $E\mathcal{Z}_\beta$  практически совпадают, а в спектре НЕСГУ наблюдается лишь один пик, который и принято считать пиком  $E\mathcal{Z}$ . Таким образом, по отношению к воздействию электрического поля лишь модификация  $E\mathcal{Z}_\alpha$  ведет себя подобно ловушке  $E\mathcal{Z}$ .

Важным отличительным признаком глубокого центра радиационного происхождения может служить также совокупность параметров отжига. Отжиг  $EZ$  в  $n$ -GaAs детально исследовался рядом авторов [1]. Было установлено, что этот центр отжигается при  $T \approx 220$  °C, кинетика отжига является экспоненциальной, а значения энергии активации отжига  $E_0$  и частотного фактора  $\lambda_0$  составляют 1,55 эВ и  $10^{13.5}$  с<sup>-1</sup> соответственно. При изменении уровня легирования от  $10^{15}$  до  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> за счет изменения степени заполнения центра можно ожидать увеличения скорости его отжига в 2—3 раза [1]. Кривые изохронного отжига центров  $EZ_\alpha$  и  $EZ_\beta$  представлены на рис. 3 в сравнении с отжигом  $EZ$  в слабо легированном GaAs. Видно, что модификации  $EZ_\alpha$  и  $EZ_\beta$  характеризуются различной термической стабильностью. Если центр  $EZ_\alpha$  отжигается при температурах, близких к тем, при которых наблюдается основной отжиг  $EZ$ , то

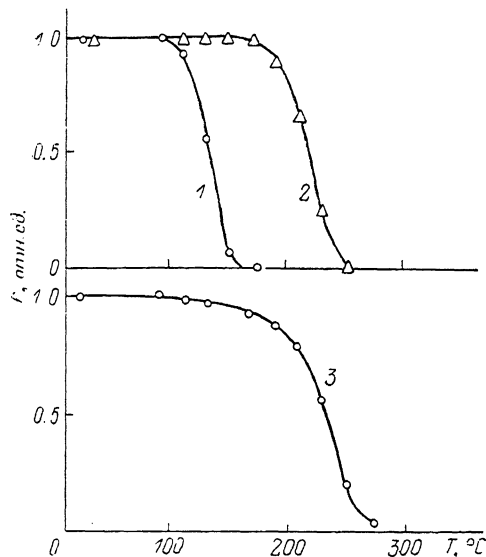


Рис. 3. Кривые изохронного отжига центров  $EZ_\beta$  (1),  $EZ_\alpha$  (2) и  $EZ$  (3) в облученном электронами GaAs.

$n_0$ , см<sup>-3</sup>: 1, 2 —  $1.5 \cdot 10^{17}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{15}$ .

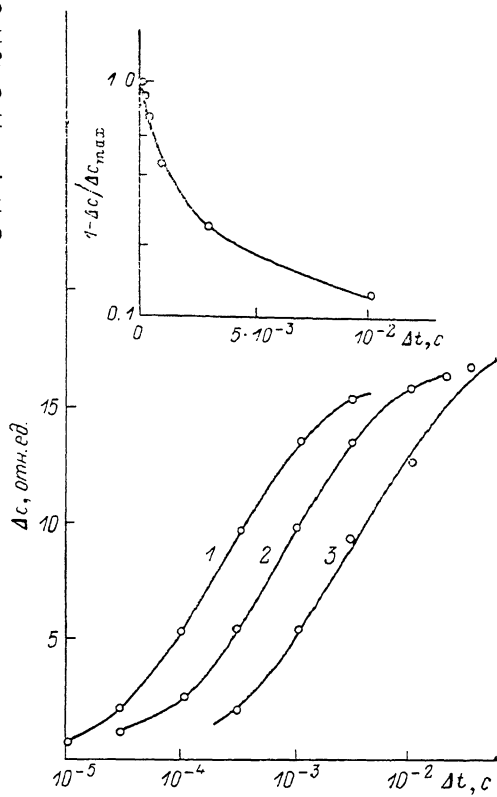


Рис. 4. Зависимость амплитуды пика  $EZ_\beta$  в спектрах НЕСГУ эпитаксиального арсенида галлия от длительности импульса заполнения для различных температур измерений.

$T$ , К: 1 — 194, 2 — 179, 3 — 170. На вставке — зависимость  $[1 - \Delta C / \Delta C_{\max}] = f(\Delta t)$  для  $T = 170$  К.

стабильность центра  $EZ_\beta$  значительно ниже, его эффективный отжиг происходит при  $T = 140$  °C. Совокупность полученных экспериментальных результатов позволяет заключить, что в слабо легированном арсениде галлия основной вклад в величину пика  $EZ$  вносит модификация  $EZ_\alpha$ . Доля центра  $EZ_\beta$ , как видно из кривой 3, составляет менее 10 %. При переходе к низкоомному материалу относительная концентрация  $EZ_\beta$  существенно возрастает, при этом за счет электрополевых эффектов наблюдается значительное низкотемпературное смещение пика  $EZ_\alpha$ , способствующее снижению перекрытия пиков и возможности наблюдения в спектрах НЕСГУ двух отдельных максимумов.

Свойства центра  $EZ_\beta$  в литературе ранее, по-видимому, не обсуждались, поэтому представляло интерес уточнить его энергетическое положение, проанализировать процесс захвата электронов на центр, изучить кинетику его отжига. Экспериментальные факты свидетельствуют о том, что процесс захвата электронов на центр носит сложный характер (рис. 4). Увеличение амплитуды пика НЕСГУ наблюдалось при изменении длительности импульса заполнения

$\Delta t$  в пределах 3 порядков величины и не описывалось зависимостью  $\Delta c (\Delta t) = \Delta c_{\max} [1 - \exp(-c_n n \Delta t)]$ , соответствующей экспоненциальному характеру процесса захвата. Подобный характер захвата наблюдался ранее для электронных ловушек в GaAsP [6], однако теоретически эта проблема не рассматривалась. Простейшие оценки, проведенные на основании данных рис. 4, показывают, что процесс захвата на центр  $E\mathcal{Z}_\beta$  является термически активируемым, а величина энергии активации  $E_a \approx 0.24$  эВ. Отсюда можно было бы предположить, что глубина залегания центра  $E_T = E_a - E_s$  составляет  $\sim 0.13$  эВ. Для центров с такой глубиной залегания обычно характерна высокая чувствительность скорости эмиссии к величине напряженности электрического поля [4, 5]. Сложный и активационный характер процесса захвата, а также отсутствие полевой зависимости скорости эмиссии указывают на то, что дефект, ответственный за пик  $E\mathcal{Z}_\beta$ , по-видимому, является конфигурационно-бистабильным, а процессы захвата в эмиссии носителей заряда включают в себя и переходы между различными конфигурационными состояниями центра. Отсюда следует, что традиционный подход к анализу результатов измерений НЕСГУ для центра  $E\mathcal{Z}_\beta$ , по-видимому, не приемлем.

Сопоставление с литературными данными показывает, что в поведении центра, ответственного за пик  $E\mathcal{Z}_\beta$ , имеется много общего с поведением конфигурационно-бистабильного центра  $EM1$  ( $E\mathcal{Z}$  в обозначении [1]) в GaAs [7]. Так, температурная зависимость скорости эмиссии для пика  $E\mathcal{Z}_\beta$ , описываемая

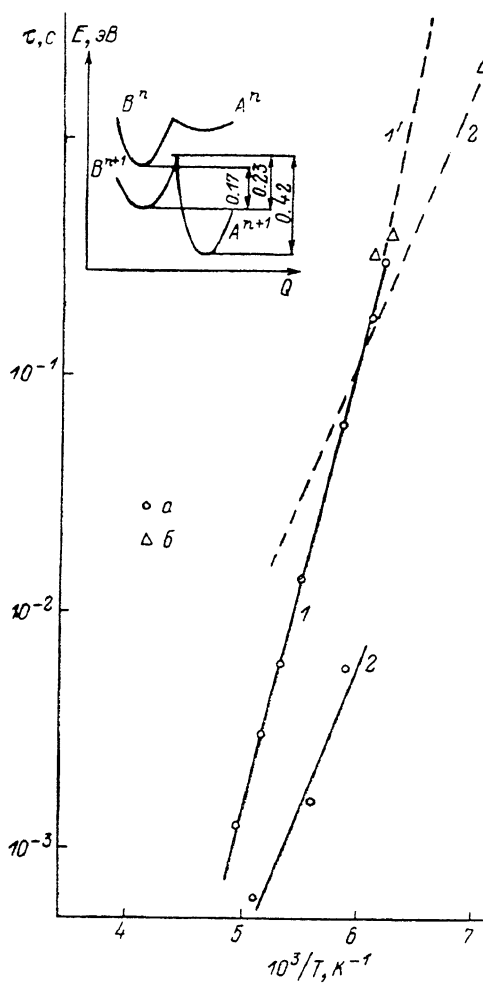


Рис. 5. Температурные зависимости постоянных времени эмиссии (1) и захвата (2) носителей заряда центром  $E\mathcal{Z}_\beta$ .

Здесь же приведены температурные зависимости постоянных времени перестройки дефекта  $EM1$  из состояния  $A^{n+1}$  в  $B^n$  (1') и из  $B^{n+1}$  в  $A^{n+1}$  (2') [1] (а — данные настоящей работы, б — данные [1]). На вставке — конфигурационно-координатная диаграмма дефекта  $EM1$  [7]. Экспериментальные точки кривой 2 соответствуют начальным участкам зависимостей  $\ln [1 - \Delta c / \Delta c_{\max}] = f(\Delta t)$  при  $T = \text{const}$ .

выражением  $e_n = \nu_0 e^{-E_a/kT}$  ( $E_a = 0.39$  эВ,  $\nu_0 = 5.3 \cdot 10^{12}$  с $^{-1}$ ), в пределах точности измерений практически совпадает с температурной зависимостью постоянной времени изоэлектронной трансформации центра  $EM1$  из состояния  $A^{n+1}$  в  $B^{n+1}$  ( $E_a = 0.42$  эВ,  $\nu_0 = 2.9 \cdot 10^{13}$  с $^{-1}$ ), а полученная нами оценочная величина  $E_a = 0.24$  эВ близка к величине энергии активации перестройки  $EM1$  из состояния  $B^{n+1}$  в  $A^{n+1}$  ( $E_a = 0.23$  эВ) (рис. 5).

Взяв за основу предложенную в [7] конфигурационную диаграмму для центра  $EM1$ , можно в нашем случае непротиворечиво объяснить основные результаты исследований, предположив, что за пик  $E\mathcal{Z}_\beta$  ответственно  $A^{n+1}$ -состояние бистабильного центра, а пик эмиссии центра в  $B$ -состоянии ( $B^{n+1} \rightarrow B^n$ , 0.17 эВ) вследствие влияния электрического поля сдвинут в область  $T < 78$  К. Для решения вопроса о возможной тождественности центров  $E\mathcal{Z}_\beta$  и  $EM1$  необходимы дополнительные исследования.

Анализ результатов изотермического отжига показал, что процесс отжига  $E\mathcal{Z}$  описывается уравнением кинетики химических реакций 1-го порядка [ $N = N_0 e^{-kt}$ ],

$\lambda = \lambda_0 \exp(-E_0/kT)$  с  $E_0 = 0.86$  эВ и  $\lambda_0 = 3 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup> (рис. 5). Среди центров радиационного происхождения в *n*-GaAs дефекты со сходными параметрами отжига с помощью измерений НЕСГУ ранее не наблюдались. Этот результат имеет принципиальное значение, поскольку в литературе при обсуждении возможной природы радиационных дефектов в GaAs обычно полагают, что все электронные ловушки, вводимые облучением при  $T = 300$  К, стабильны до  $T \approx 200$  °С и отжигаются лишь тогда, когда становятся подвижными междоузлия As. Вместе с тем подобная стадия отжига наблюдалась в *p*-GaAs по результатам восстановления электрических и люминесцентных свойств [8, 9]. По оценкам [8] стадия отжига центров гашения люминесценции при  $T = 140$  °С описывается уравнением кинетики химических реакций 1-го порядка с  $E_0 = 0.83$  эВ и  $\lambda_0 = 10^7$  с<sup>-1</sup>. Эти данные, по-видимому, свидетельствуют об общности природы  $E_3$  и одного из типов центров гашения люминесценции в *p*-GaAs.

В процессе длительного хранения облученных электронами структур при комнатной температуре наблюдался заметный отжиг центра, обуславливающего пик  $E_3$  (постоянная времени отжига при  $T = 300$  К составляет  $\sim 115$  дней). Его низкая термическая стабильность по сравнению с другими электронными ловушками в облученном *n*-GaAs, вероятно, обуславливает и относительно малую скорость введения в случае облучения  $\gamma$ -квантами. Так, при  $T_r = 325$  К постоянная времени отжига  $\tau = \lambda^{-1} \sim 200$  ч, а время облучения, необходимое для введения заметного числа радиационных дефектов для низкоомных структур, составляет  $\sim 500$ — $1000$  ч. Следует отметить также, что в случае электронного облучения введение ловушки  $E_3$  в GaAs с  $n_0 \approx (1 \div 3) \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> наблюдалось независимо от метода получения материала и типа легирующей донорной примеси [направленная кристаллизация с последующим нейтронным трансмутационным легированием (Ge, Se), газовая эпитаксия (S), вытягивание, по Чохральскому, (Te)].

Таким образом, приходим к заключению, что ловушка  $E_3$  проявляет совсем иные свойства, чем центр, который принято называть центром  $E_3$ , хотя их положения в спектрах НЕСГУ очень близки (рис. 1). Эта модификация ранее наблюдалась в [3], но была отнесена к ловушке  $E_3$ .

#### Список литературы

- [1] Pons D., Bourgojn J. C. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. P. 3839—3871.
- [2] Guillot G., Nauailhat A., Vincent G., Baldy M. // Rev. Phys. Appl. 1980. V. 15. N 3. P. 679—686.
- [3] Колин Н. Г., Кольченко Т. И., Ломако В. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 327—330.
- [4] Берман Л. С., Ремекюк А. Д., Толстобров М. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 12. С. 2169—2172.
- [5] Pons D., Makram-Ebeid S. // J. Phys. 1979. V. 40. N 12. P. 1161—1172.
- [6] Kaniewska M., Kaniewski J. // Sol. St. Commun. 1985. V. 53. N 5. P. 485—488.
- [7] Иванюкович В. А., Карась В. И., Ломако В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 264—267.
- [8] Lomako V. M., Novoselov A. M. // Rad. Eff. 1979. V. 41. P. 239—244.
- [9] Aukerman L. W., Graft R. D. // Phys. Rev. B. 1962. V. 127. N 3. P. 1576—1583.

Научно-исследовательский институт  
прикладных физических проблем  
им. А. Н. Севченко БГУ им. В. И. Ленина  
Минск

Получена 14.07.1989  
Принята к печати 6.10.1989