

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ НА ВРЕМЯ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ДЛИННОГО ДИОДА С ВАРИЗОННОЙ БАЗОЙ

Пека Г. П., Россохатый В. К., Смоляр А. Н.

Представлен расчет времени постоянства обратного тока (времени переключения t_n) при переключении длинного варизонного диода из прямо смещенного состояния в обратно смещенное в условиях многократного самопоглощения собственного рекомбинационного излучения. Проанализированы зависимости времени переключения от величины и направления градиента ширины запрещенной зоны базовой области, внутреннего квантового выхода излучательной рекомбинации, оптических свойств базы и контактов. Показано, что в случае малых оптических потерь эффект переизлучения приводит к усилению зависимости времени переключения от градиента ширины запрещенной зоны и позволяет уменьшить t_n при «типающих» градиентах E_g .

Выводы расчета подтверждены экспериментально измерением времени переключения варизонных и гомозонных n^+-n-p -диодов из GaAs, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при температурах в диапазоне 77–320 К, когда эффективность излучательной рекомбинации различна.

Одной из важных динамических характеристик полупроводниковых диодов является время постоянства обратного тока при переключении из прямо смещенного состояния в обратно смещенное (время переключения t_n). При анализе такого процесса в гомозонных и варизонных диодах [1–3] не учитывался эффект переизлучения, присущий полупроводникам с высокой эффективностью излучательной рекомбинации, который существенно влияет на статические характеристики варизонных диодов [4]. В настоящей работе представлены расчетный анализ времени переключения длинного варизонного диода в условиях переизлучения в зависимости от параметров структуры и режимов работы, а также результаты экспериментального исследования динамических характеристик таких диодов из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с высоким внутренним квантовым выходом электролюминесценции.

Рассматривается p^+-n-n^+ -диод с линейно изменяющейся шириной запрещенной зоны E_g в базе (рис. 1, а). База однородно легирована мелкими донорами с концентрацией N_d и обладает высокой эффективностью излучательной рекомбинации. Расчет проводится для режима генератора тока при низком уровне инжекции ($\Delta n, \Delta p \ll N_d$) в предположениях, принятых нами в работе [4]. Под временем переключения t_n понимаем промежуток времени от момента скачкообразного переключения тока $j(t)$ с прямого $j_{пр}$ на обратный $j_{обр}$ до момента, когда концентрация неравновесных дырок вблизи инжектирующего перехода уменьшается до нуля, т. е. $\Delta p(0, t_n) = 0$.

Уравнение для распределения концентрации дырок $p(z, t)$ с учетом генерации электронно-дырочных пар рекомбинационным излучением имеет вид

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \Psi \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\Delta p}{\mathcal{L}^2} + \frac{1}{N_d(1+a_2N_d)} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)^2 = \frac{1}{D} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (1)$$

где

$$\Psi = \psi \frac{1+a_1N_d}{1+a_2N_d} + \frac{j(t)}{qbD_pN_d(1+a_2N_d)}, \quad \psi = \frac{qE_0}{kT},$$

$$a_{1,2} = \frac{Bf_{1,2}}{3\alpha_0^2 D_p}, \quad \mathcal{L}^2 = L_p^2 \frac{1+a_2N_d}{1+B_x\tau_0N_d}, \quad L_p^2 = D_p\tau_0,$$

$$B_x = \frac{\alpha}{2} B \frac{\beta}{1 + \beta^2}, \quad \beta = \frac{|\psi|}{\alpha_0}, \quad D = D_p(1 + \alpha_2 N_d).$$

Здесь D_p и τ_0 — коэффициент диффузии и безызлучательное время жизни дырок, b — отношение подвижностей электронов и дырок, B — коэффициент излучательной рекомбинации, $E_0 = -q^{-1} \nabla E_n$ — встроенное квазиэлектрическое

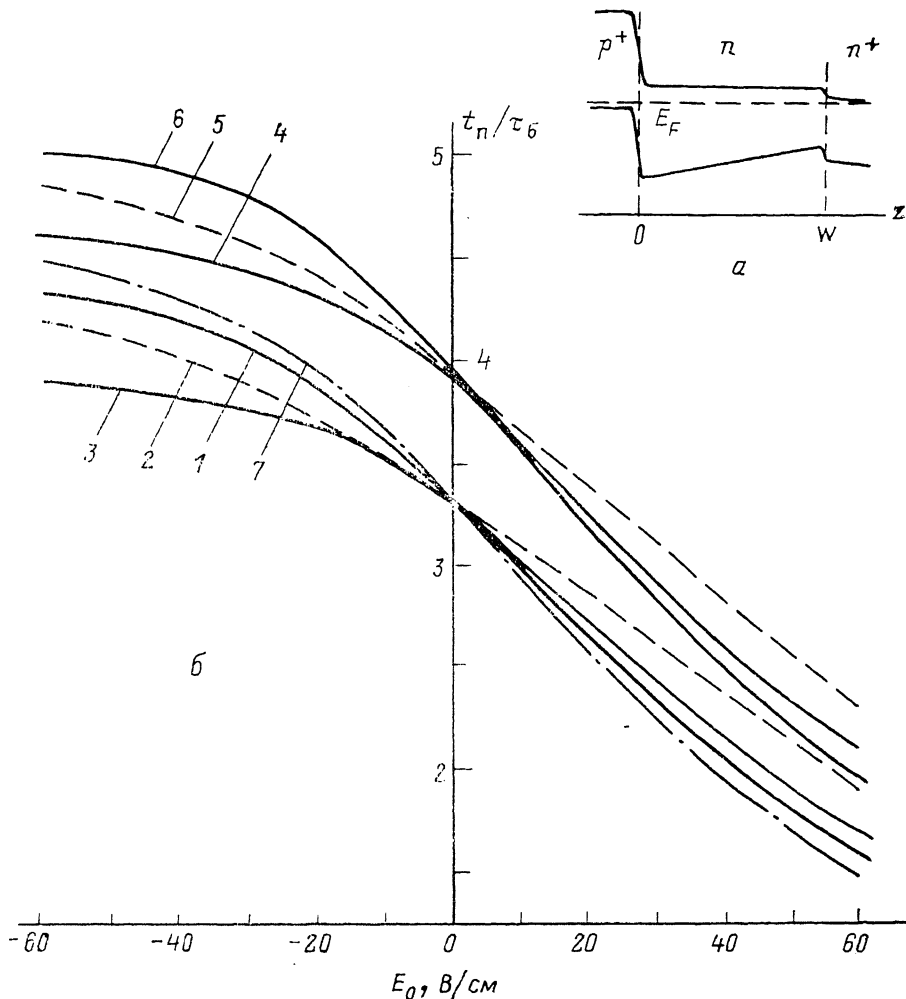


Рис. 1. Зонная диаграмма (а) и зависимости времени переключения t_n диода от величины встроенного поля E_0 при различных значениях прямого тока и параметров κ и α_0 (б).

j_n , А/см²: 1—3, 7 — 100; 4—6 — 200. α : 1, 2, 5—7 — 0; 3, 4 — 0.025. $B \cdot 10^{10}$ см³/с: 1, 3, 4, 6, 7_а — 7.2; [2, 5] — 10. $\alpha_0 \cdot 10^{-8}$, см⁻¹: 1—6 — 10; 7 — 6.

поле, α_0 — коэффициент поглощения излучения, f_1 и f_2 — функции параметра β , определенные в [5] (f_1 и $f_2 \rightarrow 1$ при $\beta \rightarrow 0$), κ — отношение числа фотонов, покинувших базу через поверхность с широкозонной стороны, к числу падающих на нее фотонов.

Граничные условия в предположении равенства единице коэффициентов инжекции $p^+ \rightarrow p$ - и $n^+ \rightarrow n$ -переходов имеют вид

$$\frac{\partial p}{\partial z}(0, t) = \Psi_p(0, t) = -\frac{j(t)}{qD}, \quad \frac{\partial p}{\partial z}(W, t) = \Psi_p(W, t) = 0. \quad (2)$$

За начальное условие принимается распределение концентрации дырок при $j(t) = j_{np}$, полученное нами при решении задачи (1), (2) для стационарного случая [4].

Оценки показывают, что в условиях низкого уровня инжекции слагаемым $s(\partial p/\partial z)^2$ в (1) можно пренебречь. Решив методом разделения переменных задачу (1)–(3) при $j = -j_{\text{обр}}$, получаем выражение для $\Delta p(z, t)$, соответствующее фазе постоянства обратного тока, которое при $B=0$ переходит в известное выражение, полученное в [2]. В силу громоздкости и малой наглядности выражение для $\Delta p(z, t)$ в настоящей работе не приводится, а искомые зависимости времени переключения t_n , полученного путем численного решения уравнения $\Delta p(0, t_n) = 0$, от параметров базы и режимов работы представлены в виде графиков. В качестве примера взята варизонная диодная структура из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 < x < 0.35$) со следующими параметрами: $D_p = 5 \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau_0 = 50 \text{ нс}$, $b = 35$,

$$N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}, \alpha_0 = (6 \div 10) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}, x = 0 - 0.025, B = 7.2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Из расчетных зависимостей t_n от E_0 (рис. 1, б) видно, что эффект переизлучения ($B \neq 0$) в структурах с тянущим встроенным полем ($E_0 > 0$) приводит к уменьшению времени переключения по сравнению со структурами, где переизлучения нет ($B \approx 0$) (штриховые кривые). Для тормозящих встроенных полей ($E_0 < 0$) и малых оптических потерь ($\alpha \approx 0$) при переизлучении увеличивается t_n . При объяснении полученного эффекта следует учесть, что время переключения определяется концентрацией неравновесных носителей заряда (ННЗ)

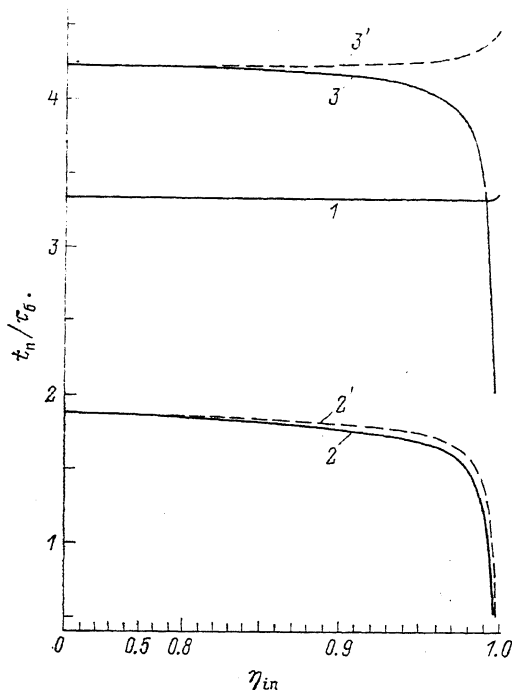


Рис. 2. Зависимость времени переключения t_n от внутреннего квантового выхода $\eta_{\text{ин}}$ при различных значениях градиента E_g и параметра x .

∇E_g , эВ/см: 1 — 0; 2, 2' — +60; 3, 3' — 60. x : 2, 3 — 0.025; 2', 3' — 0.

вблизи инжектирующего $p^+ - n$ -перехода в момент переключения тока с прямого на обратный и, кроме рекомбинационных процессов, диффузией и дрейфом ННЗ в базе, которые оказывают дополнительное воздействие на скорость убывания их концентрации вблизи $z=0$. Уменьшение начальной концентрации дырок у $p^+ - n$ -перехода приводит при прочих равных условиях к уменьшению t_n . Поэтому при снижении прямого тока через диод, а также при переходе от тормозящих встроенных полей к тянущим наблюдается спад времени переключения (рис. 1, б). Фотонный перенос носителей заряда приводит при заданном прямом токе к дополнительному уменьшению концентрации $\Delta p(0, t)$ в тянущих квазиэлектрических встроенных полях и накоплению — в тормозящих. Этим объясняются соответствующие снижение и рост t_n по сравнению с t_n в структурах, в которых $B \approx 0$.

С выходом фотонов из базы (рост α) уменьшается время жизни ННЗ и снижается время переключения (кривые 1, 3—5). В области тормозящих градиентов E_g при достаточно больших значениях α t_n может оказаться меньше, чем в структурах, где переизлучения нет (кривые 2—5). Это происходит тогда, когда снижение t_n за счет уменьшения времени жизни ННЗ становится преобладающим над эффектом увеличения t_n за счет роста концентрации носителей вблизи $z=0$ при $E_0 < 0$.

Уменьшение коэффициента поглощения фотонов α_0 приводит к снижению времени переключения при тянущем поле и увеличению — при тормозящем (кривая 7). Это связано с повышением роли фотонного переноса в транспорте ННЗ благодаря росту длины свободного пробега фотонов, что способствует

накоплению носителей вблизи $p^+ - n$ -перехода при $E_0 < 0$ и рассасыванию при $E_0 > 0$.

Степень влияния переизлучения на время переключения иллюстрируется зависимостями $t_{\pi}(\eta_{in})|_{E_0 = \text{const}}$ (рис. 2), рассчитанными для структур, базовые области которых различаются только значениями внутреннего квантового выхода за счет различных значений B . Изменение B может быть осуществлено, например, с помощью температуры. При этом возможно также изменение подвижностей и некоторых других параметров базы, однако для выявления эффектов, связанных именно с переизлучением, они полагались постоянными.

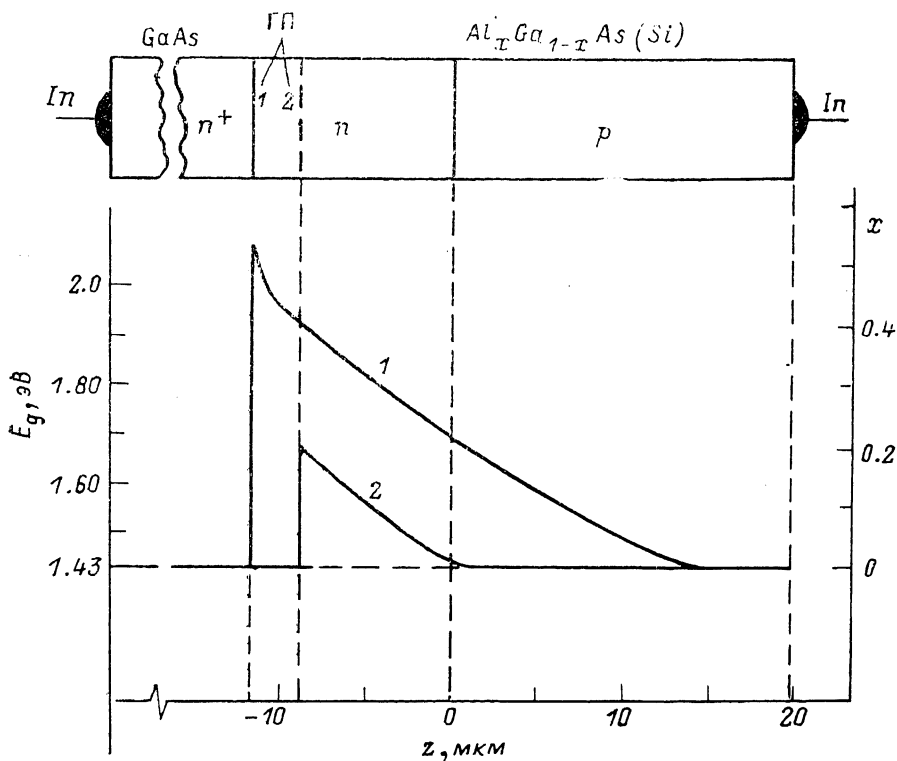


Рис. 3. Координатная зависимость ширины запрещенной зоны E_g и состава x твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})$ в экспериментальных варизонных (1) и гомозонных (2) структурах.

Как видно, в гомозонных диодах (кривая 1) влияние η_{in} на время переключения невелико, в то время как в варизонных при больших η_{in} наблюдается резкая зависимость t_{π} от η_{in} .

Для тянущих направлений градиента E_g время переключения может быть уменьшено за счет повышения η_{in} в 4–5 раз. Для отрицательных значений встроенного поля зависимость $t_{\pi}(\eta_{in})$ является растущей при $x \approx 0$, а она при увеличении x переходит в спадающую. Этот эффект обусловлен отмеченным ранее снижением эффективного времени жизни НЗ за счет увеличения оптических потерь.

Экспериментальное исследование влияния переизлучения на время переключения в варизонных диодах проведено на $n - p$ -структурах, полученных методом эпитаксиального наращивания твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}(\text{Si})$ на подложку $n^+ - \text{GaAs}$ из жидкого раствора $\text{Al} - \text{Ga} - \text{As} - \text{Si}$ при непрерывном охлаждении. Градиент E_g и положение $n - p$ -перехода задавались содержанием Al вблизи подложки, начальной температурой и скоростью охлаждения раствора-расплава. Координатная зависимость ширины запрещенной зоны (содержания Al), а также положения гетеро- и $n - p$ -переходов получены с помощью методов растровой электронной микроскопии и рентгеновского микроанализа (рис. 3). Для сравнения измерения t_{π} проведены также на диодах

с базой из GaAs(Si), полученных жидкофазной эпитаксией по той же технологии, что и варизонные диоды.

Измерение длительности интервала постоянства обратного тока t_{π} проводилось с помощью разработанного устройства, которое обеспечивало переключения тока с прямого на обратный за время < 20 нс, регулировку прямого тока в пределах 0—1.5, обратного — в пределах 0—0.1 А. Условия проведения эксперимента и параметры образцов отвечали критериям, при которых проведен расчет.

Для выявления вклада переизлучения измерения t_{π} проведены при разных температурах и различной эффективности излучательной рекомбинации (и переизлучения).

Экспериментально установлено, что с ростом T от 77 до 300 К интенсивность электролюминесценции (ЭЛ) исследуемых образцов уменьшается практически в 10 раз.

Безызлучательное время жизни ННЗ τ_6 определялось разностным методом [6] при 250—350 К, когда излучательная рекомбинация, если судить по интенсивности ЭЛ, практически отсутствовала. Установлено, что $\tau_6(T) \sim T^{\alpha_{\tau}}$, где $\alpha_{\tau} = -(0.9-1.15)$.

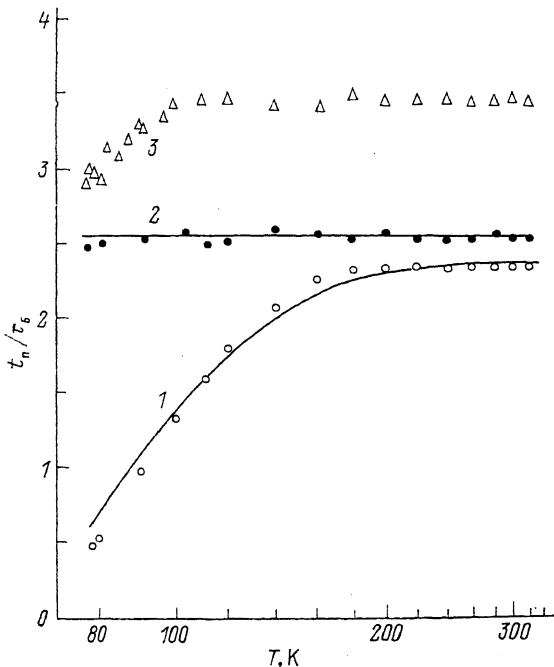


Рис. 4. Температурные зависимости времени переключения t_{π} для варизонных (1, 3) и гомозонных (2) структур с различным внешним квантовым выходом η_{ex} . φE_g , эВ/см: 1 — 0; 2, 3 — 147. η_{ex} , %: 1 — 3.2; 2 — 3.0; 3 — 0.7. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.

При высоких температурах ($T > 180$ К), когда рекомбинация практически безызлучательная, наблюдается слабое различие в t_{π}/τ_6 для варизонных и гомозонных структур (рис. 4). С понижением температуры растет η_{in} . При этом величина t_{π}/τ_6 для варизонных диодов уменьшается (2), а для гомозонных остается почти неизменной (1). Отметим, что варизонные структуры (3) с низкими значениями η_{in} отличаются слабой зависимостью t_{π}/τ_6 от T . В связи с таким поведением экспериментальных зависимостей подтверждается вывод об уменьшении t_{π} в варизонных диодах с $E_0 > 0$ за счет переизлучения, сделанный на основании расчета.

Для количественного сравнения эксперимента с теорией был проведен численный расчет характеристик t_{π}/τ_6 от T для варизонной и гомозонной $n-p$ -структур с учетом температурных зависимостей B , τ_6 и E_g :

$$B(T) = B(300 \text{ К}) \left(\frac{T}{300} \right)^{-3/2} \left[\frac{E_g(T)}{E_g(300 \text{ К})} \right]^2,$$

$$E_g(T) = E_{g0} + \alpha_g T,$$

$$\tau_6(T) = \tau_6(300 \text{ К}) \left(\frac{T}{300} \right)^{\alpha_{\tau}},$$

где $B(300 \text{ К}) = 7.2 \cdot 10^{-10}$ см³/с, $E_{g0} = 1.575$ эВ, $\alpha_g = -5.0 \cdot 10^{-4}$ эВ/К [7], $\alpha_{\tau} = -1.0$. Как видно из рис. 4, расчетные зависимости t_{π}/τ_6 от T согласуются с экспериментальными.

Проведенный анализ может быть использован при конструировании диодов различного функционального назначения. Так, для силовых и переключаю-

щих диодов стремятся снизить t_n , поэтому в качестве их базы целесообразно использовать варизонные твердые растворы с максимальными тянущим градиентом E_g и значением γ_{in} . При этом одновременно, как показано в [4, 8], снижаются время прямого включения и прямое падение напряжения на базе. Увеличение коэффициента выхода фотонов κ , с одной стороны, повышает быстроедействие за счет снижения эффективного времени жизни ННЗ, но, с другой, — увеличивает потери мощности, связанные ростом сопротивления базы из-за уменьшения эффективной длины переноса дырок. Оптимальный выбор параметров необходимо делать, исходя из основного требования, предъявляемого к разрабатываемому прибору.

В диодах с накоплением заряда, наоборот, стремятся увеличить отношение t_n/τ , где τ — эффективное время жизни ННЗ [3]. В этом случае, как показывает расчет, целесообразно использовать полупроводники с отрицательными встроенными полями, высоким γ_{in} и малым κ . Следует, однако, отметить, что стремление достичь наивысших значений отношения t_n/τ путем увеличения тормозящих градиентов E_g может привести к ухудшению параметров прибора из-за повышения дефектности реальных варизонных материалов с ростом ∇E_g [9]. Поэтому диоды с накоплением заряда на основе варизонных структур с высоким внутренним квантовым выходом выгодно отличаются от их варизонных аналогов с низкой эффективностью излучательной рекомбинации, так как, согласно рис. 1, б, предельное отношение t_n/τ_0 достигается при меньших значениях $E_0 < 0$.

Авторы выражают благодарность В. А. Кудинову за помощь в работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Носов Ю. Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. М., 1968. 264 с.
- [2] Ашкинази Г. А., Тогатов В. В., // ФТП. 1979. Т. 13. В. 8. С. 1475—1481.
- [3] Именков А. Н., Попов И. В., Равич В. Н., Царенков Б. В. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 3. С. 529—534.
- [4] Пека Г. П., Россохатый В. К., Смоляр А. Н. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1386—1391.
- [5] Царенков Г. В. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 6. С. 1095—1103.
- [6] Григорьев Б. И., Тогатов В. В. // Радиотехн. и электрон. 1980. № 5. С. 1063—1071.
- [7] Mayer J. R., Krueger M. R., Bartoli I. J. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 10. P. 5513—5522.
- [8] Пека Г. П., Россохатый В. К., Смоляр А. Н. // УФЖ. 1987. Т. 32. В. 13. С. 435—440.
- [9] Кесаманлы Ф. П., Коваленко В. Н., Марончук И. Е., Пека Г. П., Шепель Л. Г. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 7. С. 1318—1321.

Киевский государственный
университет
им. Т. Г. Шевченко

Получена 23.08.1990
Принята к печати 19.05.1991