

Диэлектрический волновод для среднего и дальнего инфракрасного излучения

© Н.С. Аверкиев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова[¶], И.С. Тарасов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 29 декабря 2008 г. Принята к печати 11 января 2009 г.)

Проанализирована возможность использования нормального скин-эффекта для создания диэлектрического волновода для длинноволнового излучения. Предложен диэлектрический волновод, совмещенный с гетеролазером, сформированный из нелегированного слоя GaAs, окруженного сильно легированными слоями твердых растворов n - и p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, от которых, благодаря нормальному скин-эффекту, излучение отражается. Показано, что для создания эффективного волновода надо использовать слои твердого раствора n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x < 0.45$, концентрацией электронов $N > 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и слои твердого раствора p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ любого состава с концентрацией дырок $P \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

PACS: 42.55.Px, 42.82.Et, 78.66.Fd

1. Введение

В последнее время благодаря прорыву в технологиях эпитаксиального роста появились новые классы приборов на основе гетероструктур полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. В один из таких классов приборов входят квантово-каскадные лазеры [1–3], а также модифицированные полупроводниковые гетеролазеры, в которых возможно преобразование генерируемого лазером излучения в волну разностной частоты, попадающей в тетрагерцовый, средний или дальний инфракрасный (ИК) диапазоны [4–6].

В нашей предшествующей статье [6] рассматривалась возможность получения в лазерной гетероструктуре „разностной“ волны с длиной волны $\lambda = 14 \text{ мкм}$. Проведенный в [6] расчет показал, что такая „разностная“ волна распространяется в основном в сильно легированной подложке из GaAs, что должно приводить к ее сильному поглощению.

В настоящей работе анализируется возможность использования скин-эффекта с целью формирования диэлектрического волновода для длинноволнового излучения. Рассматривается волновод, который состоит из нелегированного слоя GaAs, заключенного между сильно легированными слоями твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ n - и p -типа проводимости. Слой GaAs представляет собой эффективную нелинейную среду [7], в которой взаимодействие двух лазерных мод большой интенсивности может приводить к появлению излучения на разностной частоте. Наличие нелинейных свойств у аналогичных лазерных гетероструктур было подтверждено нами экспериментально: было зарегистрировано выходящее через лазерные зеркала излучение на суммарной частоте ($\lambda = 0.53 \text{ мкм}$). Однако из-за интенсивного межзонного поглощения на суммарной частоте (коэффициент поглощения $\alpha \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$) регистрируемое излучением может выходить из структуры только с глубины $\sim 1 \text{ мкм}$ и поэтому является неинтенсивным.

[¶] E-mail: Zina.Sokolova@mail.ioffe.ru

2. Область остаточных лучей, плазменная частота и нормальный скин-эффект

В работе [8] для достижения фазового синхронизма „начальных“ волн (длины волны $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx 1 \text{ мкм}$) и „разностной“ волны (длина волны $\lambda_3 \approx 50 \text{ мкм}$) было предложено использовать аномальную дисперсию показателя преломления вблизи области остаточных лучей, которая находится между энергиями поперечного ($\hbar\omega_{\text{TO}}$) и продольного ($\hbar\omega_{\text{LO}}$) оптических фононов. В области остаточных лучей вещественная часть диэлектрической проницаемости отрицательна, и электромагнитные волны с частотами из этого диапазона не могут распространяться в кристалле. В GaAs $\hbar\omega_{\text{TO}} = 33.25 \text{ мэВ}$, а $\hbar\omega_{\text{LO}} = 36.13 \text{ мэВ}$ [9]. В твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ существуют два типа поперечных оптических фононов — GaAs- и AlAs-подобные фононы (энергии $\hbar\omega_{\text{TO1}}$, $\hbar\omega_{\text{TO2}}$) и два типа продольных оптических фононов — GaAs- и AlAs-подобные фононы (энергии ($\hbar\omega_{\text{LO1}}$, $\hbar\omega_{\text{LO2}}$). Энергии (в мэВ) в зависимости от состава твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ вычисляются по формулам [10]:

$$\begin{aligned} \hbar\omega_{\text{TO1}} &= 0.124(268.3 - 5.2x - 9.3x^2), \\ \hbar\omega_{\text{TO2}} &= 0.124(359.7 + 4.4x - 2.4x^2), \\ \hbar\omega_{\text{LO1}} &= 0.124(292.2 - 52.8x + 14.4x^2), \\ \hbar\omega_{\text{LO2}} &= 0.124(359.7 + 70.8x - 26.8x^2). \end{aligned} \quad (1)$$

Энергии фононов в зависимости от состава приведены на рис. 1. Видно, что энергия $\hbar\omega_{\text{TO1}}$ в GaAs оказывается несколько большей, чем в твердом растворе. Волна с частотой вблизи частоты поперечного оптического фонона, возникшая в GaAs, попадает в область остаточных лучей для AlGaAs и поэтому не будет проникать в слои твердых растворов. Однако различие энергий $\hbar\omega_{\text{TO1}}$ в GaAs и AlGaAs достаточно мало и данный эффект может не наблюдаться.

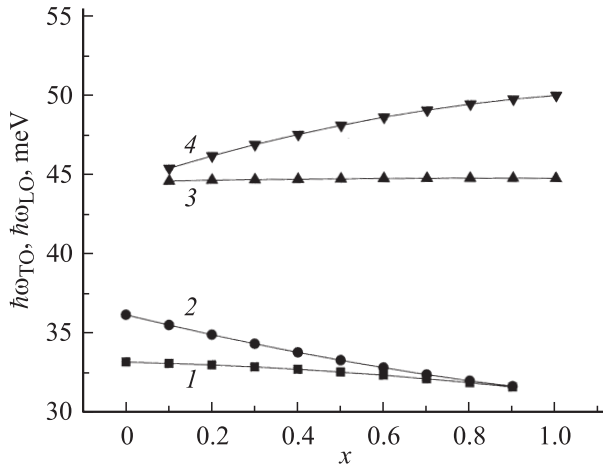


Рис. 1. Зависимости энергий оптических фононов ($\hbar\omega_{TO}$, $\hbar\omega_{LO}$) от состава твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Оптические фононы: (1, 2) — типа GaAs, (3, 4) — типа AlAs; (1, 3) — поперечные ($\hbar\omega_{TO}$), (2, 4) — продольные ($\hbar\omega_{LO}$).

В настоящей работе рассматривается излучение с длинами волн $\lambda \approx 38\text{--}40$ мкм; соответствующие энергии составляют 31–33 мэВ, а частоты $\nu \approx 7.5\text{--}7.9$ ТГц (круговые частоты $\omega \approx 47\text{--}50$ ТГц). Для уменьшения потерь длинноволнового излучения в сильно легированных слоях твердых растворов предложено использовать нормальный скин-эффект, приводящий к отражению излучения от сильно легированных слоев. Наряду с металлами скин-эффект возникает и в сильно легированных полупроводниках. Нормальный скин-эффект наблюдается в области частот распространяющихся в среде электромагнитных волн (ω), меньших плазменной частоты в сильно легированном слое (ω_p) и больших обратного времени релаксации импульса электронов (дырок) в этом слое (τ^{-1}):

$$\tau^{-1} < \omega < \omega_p. \quad (2)$$

Плазменная частота — частота собственных колебаний электронно-дырочного газа в кристалле [11]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m\varepsilon}}, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, N , m — концентрация и эффективная масса электронов (дырок) в легированном полупроводнике, ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника. В области плазменных частот $\omega_p > \omega_{LO}$ диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_\infty$, где ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, которая и входит в выражение (3). Если плазменная частота попадает в область остаточных лучей, $\omega_{TO} < \omega_p < \omega_{LO}$, формула (3) оказывается неверной. В этой области ω_p становится комплексной величиной, причем ее мнимая и вещественная части могут быть сравнимы по величине [9]. В области остаточных лучей происходит перекачка энергии электронов (дырок) в энергию колебаний

кристаллической решетки. Это приводит к разогреву кристалла, поэтому степень легирования отражающих слоев должна быть такой, чтобы $\omega_p > \omega_{LO}$, т.е. плазменная частота находилась бы вне области остаточных лучей. Далее мы будем считать, что рассматриваемая частота излучения $\omega < \omega_{TO}$.

В GaAs при комнатной температуре $\varepsilon_\infty = 10.88$, эффективная масса электронов $m_c = 0.067m_0$, эффективная масса тяжелых дырок $m_h = 0.48m_0$. В твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [12] диэлектрическая проницаемость есть

$$\varepsilon_\infty = 10.88 - 2.73x; \quad (4)$$

эффективные массы электронов в Γ -долине (m_c^Γ), в X-долине (m_c^X); тяжелых дырок (m_h) [13] составляют

$$m_c^\Gamma = (0.067 + 0.083x)m_0 \quad (x \leq 0.45),$$

$$m_c^X = (0.85 - 0.07x)m_0 \quad (x > 0.45),$$

$$m_h = (0.48 + 0.31x)m_0. \quad (5)$$

Энергия плазменных колебаний (плазмонов) $\hbar\omega_p$ вне области остаточных лучей в зависимости от концентрации электронов (N) в $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для составов с $x = 0, 0.4, 0.5$ приведена на рис. 2 (кривые 1, 5, 11), а от концентрации дырок (P) в $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для составов с $x = 0, 0.5, 1$ приведена на рис. 3 (кривые 1, 5, 11). На рис. 2 и 3 также выделены две области остаточных лучей, расположенные в твердых растворах AlGaAs между энергиями поперечных и продольных оптических фононов типа GaAs ($\hbar\omega_{TO1}$ и $\hbar\omega_{LO1}$) и типа AlAs ($\hbar\omega_{TO2}$ и $\hbar\omega_{LO2}$).

На рис. 2 видно резкое уменьшение плазменной частоты для составов твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$,

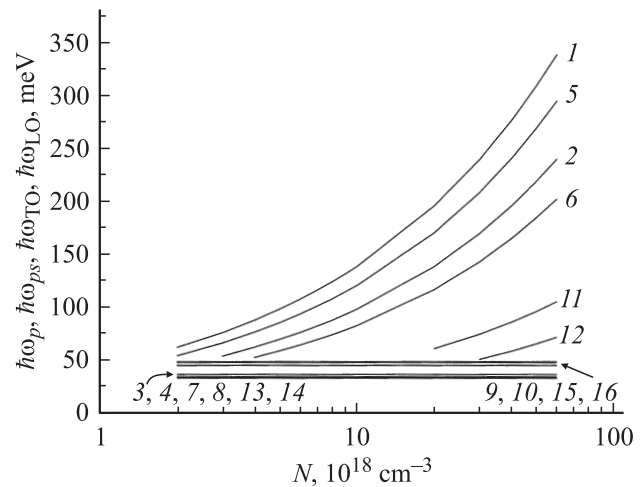


Рис. 2. Зависимости энергий оптических фононов ($\hbar\omega_{TO}$, $\hbar\omega_{LO}$), объемных ($\hbar\omega_p$) и поверхностных ($\hbar\omega_{ps}$) плазмонов от концентрации электронов в твердых растворах $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для составов с $x = 0$ (1–4), 0.4 (5–10), 0.5 (11–16). 1, 5, 11 — $\hbar\omega_p$; 2, 6, 12 — $\hbar\omega_{ps}$; 3, 7, 13 — $\hbar\omega_{TO}$, фонон типа GaAs; 4, 8, 14 — $\hbar\omega_{LO}$, фонон типа GaAs; 9, 15 — $\hbar\omega_{TO}$, фонон типа AlAs; 10, 16 — $\hbar\omega_{LO}$, фонон типа AlAs.

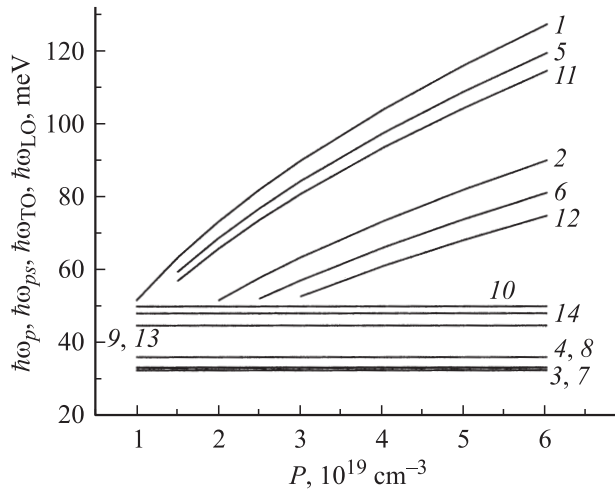


Рис. 3. Зависимости энергий оптических фононов ($\hbar\omega_{TO}$, $\hbar\omega_{LO}$), объемных ($\hbar\omega_p$) и поверхностных ($\hbar\omega_{ps}$) плазмонов от концентрации дырок в твердых растворах $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для составов с $x = 0$ (1-4), 0.5 (5-10), 1 (11-14). 1, 5, 11 — $\hbar\omega_p$; 2, 6, 12 — $\hbar\omega_{ps}$; 3, 7 — $\hbar\omega_{TO}$, фотон типа GaAs; 4, 8 — $\hbar\omega_{LO}$, фотон типа GaAs; 9, 13 — $\hbar\omega_{TO}$, фотон типа AlAs; 10, 14 — $\hbar\omega_{LO}$, фотон типа AlAs.

соответствующих $x > 0.45$, связанное с существенным увеличением эффективной массы электронов в X-долине (согласно (5)) при переходе твердого раствора AlGaAs в непрямоу полупроводник.

На рис. 2 и 3 приведены также зависимости энергии поверхностных плазменных колебаний $\hbar\omega_{ps}$ от концентрации электронов в $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и от концентрации дырок в $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ для таких же составов твердых растворов, как и в случае объемных плазменных колебаний ($\hbar\omega_p$). Как показано в работе [14], на границе двух сред (одна из которых имеет достаточно большую степень легирования) могут возникать поверхностные плазменные колебания (поверхностные плазмоны), энергия которых попадает в запрещенную зону спектра объемных плазменных колебаний (объемных плазмонов). Частота поверхностных плазмонов (ω_{ps}) определяется из выражения [14]

$$\omega_{ps} = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m(\epsilon_1 + \epsilon_2)}}, \quad (6)$$

где ϵ_1 и ϵ_2 — диэлектрические постоянные сильно и слабо легированных слоев. При частоте распространяющегося по волноводу излучения $\omega \geq \omega_{ps}$ происходит затухание излучения, а попадание частоты поверхностных плазмонов в область остаточных лучей приводит к перекачке энергии из электронной системы в фононную и, следовательно, к нагреву полупроводникового кристалла. Поэтому для уменьшения потерь в волноводe должно выполняться соотношение

$$\omega_{ps} > \omega_{LO} > \omega_{TO} > \omega. \quad (7)$$

Из рис. 2 видно, что в твердых растворах $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в области составов с прямой структурой зон, соответствующих $x = 0-0.45$, условие $\omega_{ps} > \omega_{LO}$ выполняется при концентрации электронов $N > 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а в области составов с непрямоу структурой зон, $x > 0.45$, при $N \geq 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В твердых растворах $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ это условие, как следует из рис. 3, выполняется во всей области составов ($x = 0-1$) при $P \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

3. Глубина скин-слоя, время релаксации носителей заряда и длина свободного пробега

Глубина скин-слоя δ в условиях нормального скин-эффекта пропорциональна скорости света в среде $c/\sqrt{\epsilon}$ и обратно пропорциональна плазменной частоте ω_p :

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}\omega_p}. \quad (8)$$

Подставляя ω_p из (3) в (8), получаем, что в условиях нормального скин-эффекта глубина скин-слоя зависит только от концентрации и эффективной массы электронов (дырок) в легированном полупроводнике и не зависит не только от частоты электромагнитного поля, но и от диэлектрической проницаемости материала. Зависимости глубины скин-слоя от концентрации носителей заряда в n - и p -GaAs и твердых растворах n - и $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ приведены на рис. 4. Из рис. 4 видно, что при концентрации носителей, необходимой для выполнения условий (7), глубина скин-слоя не превышает 0.9 мкм.

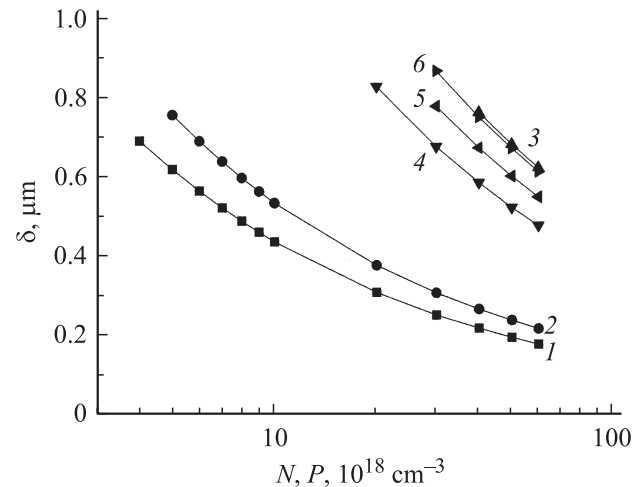


Рис. 4. Зависимость глубины скин-слоя от концентрации носителей заряда в твердых растворах $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (1-3), $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (4-6). $x = 0$ (1, 4), 0.4 (2), 0.5 (3, 5), 1 (6).

При нормальном скин-эффекте также должно выполняться условие

$$\delta > l, \quad (9)$$

где l — длина свободного пробега электронов (дырок) в сильно легированном слое.

Как известно, GaAs и твердые растворы $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ — кристаллы кубической симметрии, в которых релаксация импульса носителей тока обусловлена рассеянием на фононах и примесях. Очевидно, что в сильно легированных полупроводниках должно доминировать рассеяние на примесях. Это подтвердили расчеты времени релаксации импульса на фононах и примесях, выполненные нами с использованием формул из монографий [12,15]; значения параметров n - и p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ брались из [10,16].

При больших концентрациях примеси время рассеяния на примесях оказалось действительно наименьшим. В n -GaAs условие (2) выполняется в широком диапазоне концентраций носителей заряда $N = 4 \cdot 10^{18} - 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. При этом плазменная частота ω_p находится в интервале $(1.3 - 5.1) \cdot 10^{14} \text{ Гц}$, а обратное время релаксации на примесях $(\tau_{\text{им}})^{-1} = (6.9 - 9.6) \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$; частота излучения $\omega \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$. Условие (9) в n -GaAs выполняется в диапазоне концентраций $N = 4 \cdot 10^{18} - 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, в котором $\delta = 0.69 - 0.22 \text{ мкм}$, а длина свободного пробега носителей, связанная с рассеянием на примесях, $l_{\text{им}} = 0.12 - 0.2 \text{ мкм}$ ($l_{\text{им}}$ вычислялась по формулам из [12,15]).

Для „прямого“ твердого раствора n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x < 0.45$) условия (2) и (9) хорошо выполняются в диапазоне концентраций $N = 5 \cdot 10^{18} - 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, слои n -GaAs с концентрацией носителей $N = 4 \cdot 10^{18} - 4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и слои твердых растворов n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x < 0.45$ при $N = 5 \cdot 10^{18} - 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ будут отражать излучение с $\lambda \approx 40 \text{ мкм}$ благодаря нормальному скин-эффекту.

В „непрямых“ твердых растворах n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x > 0.45$ при $N = (4 - 6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ самым быстрым процессом релаксации импульса также является рассеяние на примесях, однако оказывается, что $(\tau_{\text{им}})^{-1} > \omega$ и нормальный скин-эффект не должен проявляться в твердых растворах n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x > 0.45$.

Расчеты, проведенные для твердых растворов p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ во всем диапазоне составов ($x = 0 - 1$), показали, что при концентрации дырок $P = (3 - 6) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ условия нормального скин-эффекта выполняются и, следовательно, излучение с $\lambda \approx 40 \text{ мкм}$ не будет проникать в такие слои и поглощаться в них.

4. Заключение

Благодаря проведенному анализу показана возможность использования скин-эффекта для формирования диэлектрического волновода для длинноволнового излучения. Совмещенный с гетеролазером диэлектрический

волновод сформирован из нелегированного слоя GaAs, окруженного сильно легированными слоями твердых растворов n - и p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, от которых благодаря скин-эффекту излучение отражается. Показано, что для создания эффективного волновода надо использовать слои твердого раствора n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x < 0.45$ при концентрации электронов $N > 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и слои твердого раствора p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ любого состава при концентрации дырок $P \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В таком волноводе фазовый синхронизм „начальных“ волн и „разностной“ волны может быть достигнут благодаря аномальной дисперсии показателя преломления GaAs вблизи энергии поперечного фонона $\hbar\omega_{\text{ТФ}} = 33.25 \text{ мэВ}$ [8].

Чтобы нулевая мода длинноволнового излучения могла распространяться в диэлектрическом волноводе из GaAs, ширина волновода должна составлять $\sim 15 \text{ мкм}$ для длины волны в вакууме $\lambda = 40 \text{ мкм}$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00714-а).

Список литературы

- [1] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi. *Nature* (London), **417**, 156 (2002).
- [2] M.A. Belkin, F. Capasso, A. Belyanin, D.L. Sivko, A.Y. Cho, D.C. Oakley, C.J. Vineis, G.W. Turner. *Nature Photon.*, **1**, 288 (2007).
- [3] I.A. Dmitriev, R.A. Suris. *Physica E*, **40** (6), 2007 (2008).
- [4] S.M. Nekorkin, A.A. Biryukov, P.B. Demina, N.N. Semenova, B.N. Zvonkov, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I.V. Kocharovskiy. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 171 106 (2007).
- [5] B.N. Zvonkov, A.A. Biryukov, E.V. Ershov, S.M. Nekorkin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, A.A. Dubinov, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I.V. Kocharovskiy. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 021 122 (2008).
- [6] Н.С. Аверкиев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов. *ФТП*, **41**, 372 (2007).
- [7] *Физические величины*. Справочник, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (М., Энергоатомиздат, 1991).
- [8] V. Berger, C. Sirtori. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, 964 (2004).
- [9] J.S. Blakemore. *J. Appl. Phys.*, **53** (10), R123 (1982).
- [10] *Semiconductors. Group IV Elements and III-V Compounds*, ed. by O. Madelung (Berlin etc., Springer-Verlag, 1991).
- [11] Дж. Займан. *Принципы теории твердого тела* (М., Мир, 1974).
- [12] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978).
- [13] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981) т. 1.
- [14] Ю.И. Балкарей, В.Г. Бару. *Письма ЖЭТФ*, **10**, 324 (1969).
- [15] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).
- [16] S. Adachi. *Physical properties of III-V semiconductor compounds* (John Wiley & Sons, Inc., 1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Dielectric waveguide for middle and far infrared radiation

*N.S. Averkiev, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova,
I.S. Tarasov*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract A possibility of normal skin-effect application for performance of dielectric waveguide for long-wave radiation was treated. Dielectric waveguide integrated with heterolaser is proposed; it is formed from undoped GaAs layer surrounded by layers of heavy doped n - and p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ solid solutions. Due to the normal skin-effect, radiation reflects from the heavy doped layers. It was revealed that for effective waveguide fabrication the layers of n - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ with $x < 0.45$ and electron density $N > 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and the layers of p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ of any composition and hole density $P \geq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ should be used.