

ЛАВИННОЕ УМНОЖЕНИЕ И КОЭФФИЦИЕНТЫ ИОНИЗАЦИИ В GaInAsSb

Андреев И. А., Михайлова М. П., Мельников С. В.,
Сморчкова Ю. П., Яковлев Ю. П.

Проведено исследование лавинного умножения фототока и полевых зависимостей коэффициентов ионизации в твердом растворе $\text{Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$ в интервале температур 200—300 К. Показано, что зависимость коэффициентов ионизации дырок и электронов от электрического поля хорошо описывается соотношением вида $\alpha = \alpha_{\infty} \exp [-(E_0/E)^2]$. Определены значения характеристического поля E_0 . Из сопоставления экспериментальных результатов при $T=230$ К с модифицированной теорией Бараффа оценены средние длины пробега для рассеяния оптического фонона для электронов $\lambda_g = 32.5$ Å и дырок $\lambda_{hso} = 42.5$ Å. Установлено, что в интервале электрических полей $E = (1.5-2.2) \cdot 10^5$ В/см преобладает ионизация дырками из спин-орбитально отщепленной валентной зоны. Отношение коэффициентов ионизации составляет при этом $\beta/\alpha \approx 4-7$. Этот результат согласуется с данными, полученными из измерений шумов ЛФД на основе GaInAsSb.

Многокомпонентные твердые растворы в системе GaSb—InAs в последние годы привлекают внимание исследователей как перспективные материалы для создания источников света и фотоприемников в спектральном диапазоне 2—5 мкм [¹⁻⁴], актуальном для ИК волоконно-оптических линий связи на основе флюоридных стекол [⁵], лазерной дальнометрии [⁶], а также задач экологии и охраны окружающей среды.

Ранее было установлено, что особенности зонной структуры InAs и GaSb, а именно близость значений ширины запрещенной зоны и величины спин-орбитального расщепления Δ_0 ($E_g \simeq \Delta_0$), открывают возможность достижения большого отношения коэффициентов ионизации дырок (β) и электронов (α) и создания на основе этих материалов и их твердых растворов лавинных фотодиодов (ЛФД) с низким уровнем избыточных шумов [^{7, 8}].

В [⁹] нами сообщалось о создании первых ЛФД на основе твердых растворов GaInAsSb для спектрального диапазона 1.6—2.4 мкм. Однако детального исследования процессов лавинного умножения и ударной ионизации в этих материалах до настоящего времени не проводилось.

В данной работе представлены результаты исследования лавинного умножения фототока и полевых зависимостей коэффициентов ионизации в твердом растворе $\text{Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$. Экспериментально полученные коэффициенты ионизации сопоставлены с модифицированной теорией Бараффа. Проведено также исследование шумов ЛФД и определены отношение коэффициентов ионизации дырок и электронов и коэффициент избыточного шума.

1. Определение коэффициентов ионизации по лавинному умножению фототока

Для исследования коэффициентов ударной ионизации использовались структуры, создаваемые методом жидкостной эпитаксии на подложках n -GaSb (111), легированных Te до концентрации носителей заряда $(5-7) \cdot 10^{17}$ см⁻³, и состоящие из узкозонного активного слоя n - $\text{Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$ толщиной 2.3 мкм ($E_g = 0.54$ эВ при $T=300$ К) и широкозонного слоя («окна») p^+ -

$\text{Ga}_{0.86}\text{Al}_{0.34}\text{As}_{0.025}\text{Sb}_{0.975}$ ($E_g=1.2$ эВ при $T=300$ К) толщиной 2.0 мкм, легированного Ge до концентрации дырок $(1 \div 2) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

Из полученных структур методом фотолитографии были изготовлены меза-фотодиоды с рабочей площадкой диаметром $\varnothing \approx 280$ мкм.

Согласно $C-V$ -измерениям, исследуемые $p-n$ -переходы были резкими ($1/C \sim V$), с шириной области объемного заряда, лежащей в узкозонной активной области, $W_0=2.0 \cdot 10^{-5}$ см. Концентрация носителей заряда в узкозонном слое была оценена как $2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Величина максимального электрического поля при нулевом смещении равнялась $E_{m0}=4.9 \cdot 10^4$ В/см.

Измерения фототока проводились с модулированным освещением на частоте 600 Гц. Образцы освещались монохроматическим светом через широкозонный слой $p^+-\text{GaAlAsSb}$. Источником излучения служил глобар.

Коэффициенты лавинного умножения определялись как отношение фототока при данном смещении к иницирующему лавину фототоку с учетом расшире-

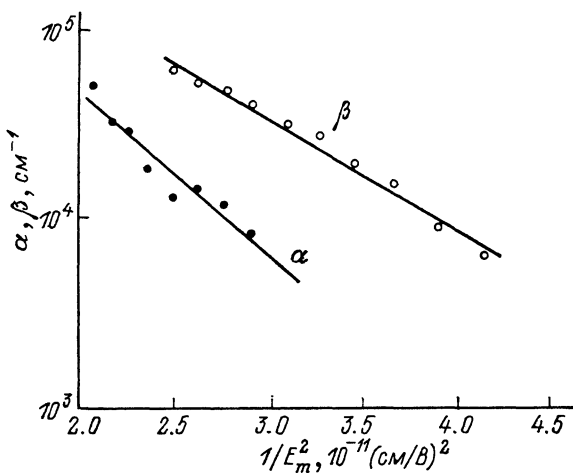


Рис. 1. Зависимости коэффициентов ионизации дырок (β) и электронов (α) от квадрата обратной величины максимального электрического поля в твердом растворе $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.93}$ ($T=230$ К).

ния области объемного заряда при увеличении прикладываемого обратного напряжения [10]. В качестве коэффициентов умножения дырок M_p и электронов M_n были выбраны их значения при освещении излучением с $\lambda=2.1$ и 1.1 мкм соответственно. Излучение с $\lambda=1.1$ мкм полностью поглощается в слое твердого раствора $p^+-\text{GaAlAsSb}$, генерированные светом электроны диффундируют к области объемного заряда, и в этом случае имеет место чисто электронная инжекция. Излучение с $\lambda=2.1$ мкм проходит через широкозонный слой без поглощения. Для твердого раствора GaInAsSb коэффициент поглощения на этой длине волны составляет величину $\sim 10^4$ см $^{-1}$ [2], что соответствует глубине поглощения порядка 1 мкм. Поскольку ширина области объемного заряда не превышает этих размеров, можно предположить, что в данном случае будет преобладать дырочная инжекция.

Коэффициенты ударной ионизации электронов α и дырок β рассчитывались из экспериментально получаемых коэффициентов лавинного умножения по известным формулам для резкого $p-n$ -перехода [10]. Исследования проводились в интервале температур $200-300$ К. Изучение полевых зависимостей коэффициентов ионизации дырок и электронов осуществлялось в диапазоне электрических полей $(1.5-2.2) \cdot 10^5$ В/см.

Экспериментальная зависимость коэффициентов ионизации от электрического поля имела экспоненциальный характер и могла быть записана эмпирическим соотношением

$$\alpha = \alpha_\infty \exp \left[- \left(\frac{E_0}{E} \right)^m \right], \quad (1)$$

$E_0, \text{эВ}$	$\Delta_0, \text{эВ}$	$\alpha_{\infty}, \text{см}^{-1}$	$E_{0\alpha}, \text{В/см}$	$\lambda_e, \text{Å}$	$\beta_{\infty}, \text{см}^{-1}$	$E_{0\beta}, \text{В/см}$	$\lambda_{h\beta 0}, \text{Å}$
0.57	0.72	$2.41 \cdot 10^6$	$4.45 \cdot 10^5$	52.3	$1.98 \cdot 10^6$	$3.69 \cdot 10^5$	68.0

где $1 \leq m \leq 2$. Здесь α_{∞} — коэффициент ионизации в бесконечно большом электрическом поле, E_0 — характеристическое поле, зависящее от пороговой энергии ионизации ϵ_i и длины свободного пробега носителя заряда λ . На рис. 1 приведены полевые зависимости коэффициентов ионизации для дырок и электронов при температуре 230 К. Как видно из рисунка, коэффициент ионизации дырок больше коэффициента ионизации электронов и их отношение составляет $\beta/\alpha \approx 4 \div 5$. В исследуемом интервале полей эти кривые лучше описывались квадратичной зависимостью от электрического поля ($m=2$), чем линейной.

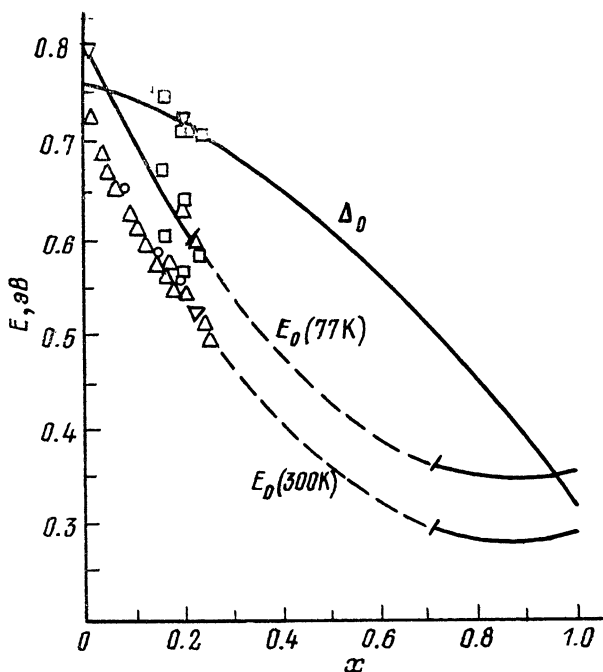


Рис. 2. Зависимость ширины запрещенной зоны (E_0) и величины спин-орбитального расщепления валентной зоны (Δ_0) в твердом растворе $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ ($y \sim 0.9x$) (данные работы [12]).

Оценки показывают, что как для электронов, так и для дырок критерий сильного поля $eE\lambda \geq 3\epsilon_\phi$, где ϵ_ϕ — энергия оптического фонона (для исследуемого твердого раствора $\epsilon_\phi \approx 0.029$ эВ), выполняется [11]. По этим зависимостям были оценены значения параметров ударной ионизации α_{∞} и E_0 , представленные в таблице.

Ранее при исследованиях лавинного умножения и коэффициентов ионизации дырок и электронов в бинарных соединениях InAs и GaSb, а также ряде их твердых растворов [7, 8] было установлено, что в этих материалах коэффициент ионизации дырок сильно превышает коэффициент ионизации электронов за счет преобладающего вклада в ударную ионизацию дырок из спин-орбитально отщепленной валентной зоны. Для этих дырок порог ударной ионизации $\epsilon_{i\beta 0}$ минимален и близок к Δ_0 . В случае твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ с $x=0.2$ имеет место отход от «резонанса» зон. Об этом свидетельствует приведенная на рис. 2 зависимость ширины запрещенной зоны E_g и величины спин-орбитального расщепления Δ_0 от состава твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ по

данным работы [12]. Однако, как показано в [13, 14], вклад дырок из спин-орбитально отщепленной зоны при этих условиях может быть еще велик. В то же время для тяжелых дырок порог для прямой ударной ионизации намного выше:

$$\varepsilon_{ihh} = E_g [1 + m_{hh}^*/(m_{hh}^* + m_e^*)] = 1.1 \text{ эВ} \simeq 2E_g.$$

Здесь m_{hh}^* и m_e^* — эффективные массы электронов и тяжелых дырок соответственно, значения которых взяты из работы [15].

Рассеяние электронов в побочную L -долину, играющее значительную роль в уменьшении коэффициента ионизации электронов в GaSb [16] и приводящее к преобладанию баллистического механизма набора энергии, необходимой для начала ионизации, в твердом растворе $\text{Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$ отсутствует. По оценкам, побочная L -долина в твердом растворе GaInAsSb должна лежать по энергии выше Γ -минимума на величину $\Delta_{TL} \geq 0.7$ эВ, что превышает пороговую энергию ионизации для электронов, составляющую

$$\varepsilon_{ie} = E_g [1 + m_e^*/(m_{hh}^* + m_e^*)] = 0.62 \text{ эВ}.$$

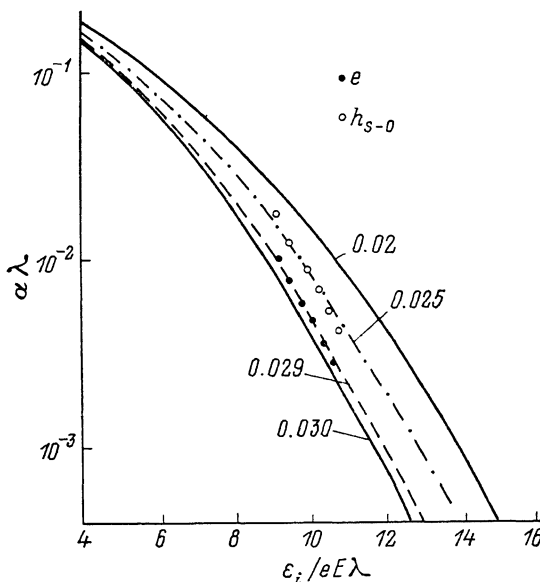


Рис. 3. Зависимости произведения коэффициента ионизации на среднюю длину свободного пробега $\alpha\lambda$ от $\varepsilon_i/eE\lambda$ ($T=230$ К).

Сплошные кривые — расчет, значения параметра $\bar{\varepsilon}_\phi/\varepsilon_i$ приведены у кривых.

Это должно приводить к возрастанию роли электронов в ударной ионизации по сравнению с GaSb и соответственно увеличению коэффициента ударной ионизации электронов. Действительно, если в GaSb коэффициент ионизации электронов $\alpha \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ [16], то в исследуемом твердом растворе GaInAsSb $\alpha \geq 10^4 \text{ см}^{-1}$ в тех же электрических полях.

Полученные полевые зависимости коэффициентов ионизации были сопоставлены с кривыми модифицированной теории Бараффа [17], представленными на рис. 3. Это графические зависимости (номограммы) произведения коэффициента ударной ионизации на среднюю длину свободного пробега $\alpha\lambda$ от отношения $\varepsilon_i/eE\lambda$. Параметром кривых является величина $\bar{\varepsilon}_\phi/\varepsilon_i$ — отношение средней энергии оптического фонона к пороговой энергии ионизации. Средняя потеря энергии при фононном рассеянии $\bar{\varepsilon}_\phi$ и средняя длина свободного пробега носителя до испускания оптического фонона λ определяются соотношениями [12]

$$\lambda = \lambda_0 \text{th}(\varepsilon_\phi/2kT), \quad (2)$$

$$\bar{\varepsilon}_\phi = \varepsilon_\phi \text{th}(\varepsilon_\phi/2kT), \quad (3)$$

где ϵ_ϕ — энергия оптического фонона, λ_0 — средняя длина свободного пробега при абсолютном нуле температуры.

Экспериментальные значения коэффициентов ионизации укладываются на соответствующие кривые Бараффа довольно хорошо при выборе для электронов значения длины пробега $\lambda_e \approx 32.5 \text{ \AA}$ и для дырок в спин-орбитально отщепленной валентной зоне $\lambda_{hso} \approx 42.5 \text{ \AA}$. Экспериментальные точки располагаются в области промежуточных полей, ближе к области квадратичной зависимости от электрического поля.

Значения длин пробега, полученные из сопоставления с кривыми Бараффа, примерно в 1.5 раза отличаются от рассчитанных из экспериментально определенных значений характеристического поля E_0 по формуле

$$\lambda = \sqrt{\frac{3\epsilon_\phi \epsilon_i}{(eE_0)^2}} \quad (4)$$

и приведенных в таблице, что, по нашему мнению, является вполне удовлетворительным.

Экспериментально полученное значение коэффициента ионизации дырок позволяет оценить скорость генерации пар в твердом растворе $\text{Ga}_{0.80}\text{In}_{0.20}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$:

$$\tau^{-1} = \beta(E) v_d(E), \quad (5)$$

где v_d — дрейфовая скорость. Если использовать для оценки величину $v_d \sim 5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ в поле $E > 2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, найденную в [4], и значение $\beta = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, то получим вполне разумное значение $\tau^{-1} \sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

2. Определение отношения коэффициентов ионизации по измерению шумов лавинных фотодиодов на основе GaInAsSb

Отношение коэффициентов ионизации в твердых растворах GaInAsSb при комнатной температуре было определено также по исследованию шумов лавинных фотодиодов.

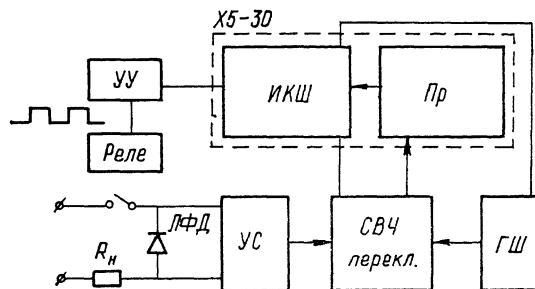


Рис. 4. Блок-схема установки для измерения спектральной плотности мощности шумов лавинного умножения на базе измерителя коэффициента шума X5-30.

ИКШ — индикатор коэффициента шума; Пр — преобразователь; ГШ — твердотельный генератор шума; УС — устройство согласующее; УУ — устройство управления; СВЧ перекл. — переключатель.

Флуктуации в процессе лавинного умножения создают шумовой ток, спектральная плотность мощности которого равна дробовому шуму тока фотодиода, умноженному на среднее квадратичное значение коэффициента умножения [11]:

$$S_i = 2e(I_T + I_\phi) M^2. \quad (6)$$

В свою очередь $M^2 = F(\bar{M}) \bar{M}^2$, где \bar{M} — среднее значение коэффициента умножения, а $F(\bar{M})$ — коэффициент избыточного шума лавинного процесса (шум-фактор).

Как было показано в [18, 19], шум-фактор связан с коэффициентом умножения и отношением коэффициентов ионизации дырок и электронов. Например, для случая чисто дырочной инжекции в область умножения

$$F(M) = M \left[1 - \frac{1-k}{k} \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right]. \quad (7)$$

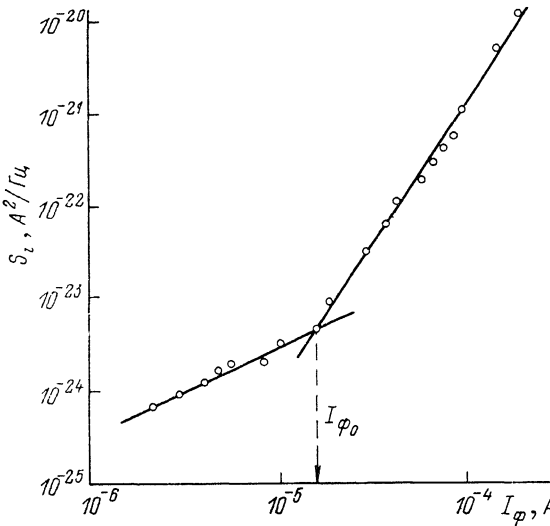


Рис. 5. Зависимость спектральной плотности мощности шума S_i от величины фототока (I_ϕ) для лавинного фотодиода на основе твердого раствора $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$.

Здесь $k = \beta/\alpha$. При инициировании лавины электронами $k = \alpha/\beta$. В предельном случае $\beta \gg \alpha$ при $\beta \ll \alpha$ коэффициент избыточного шума $F(M) = 1 \div 2$. В другом предельном случае, когда отношение коэффициентов ионизации $k = 1$, т. е. $\alpha = \beta$, получим $F(M) = M$. Таким образом, шумы лавины будут минимальны при резкой асимметрии коэффициентов ионизации, если лавина инициируется носителями с более высоким коэффициентом ионизации.

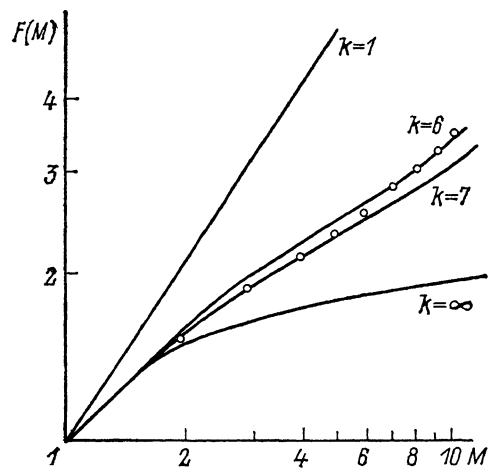


Рис. 6. Зависимость шум-фактора (F) от коэффициента умножения для лавинного фотодиода на основе твердого раствора $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}_{0.17}\text{Sb}_{0.83}$.

Сплошные линии — расчет, где параметр $k_{эфф} = \beta/\alpha$. Кружки — данные эксперимента.

X5-30 (структурная схема установки показана на рис. 4). Измерения проводились в режиме градуировки генератора шума на частоте $f = 3$ МГц и в полосе частот $\Delta f = 0.3$ МГц. Спектральная плотность измерялась как при освещении структур полупроводниковыми лазерами с $\lambda = 1.3$ (InGaAsP) и 2.0 мкм (InGaAsSb), так и без освещения. Предполагается, что шумы темнового тока и фототока будут некоррелированными. Тогда спектральная плотность шума

фототока $S_{i\phi}$ получается в результате вычитания шума темнового тока из общего шума при освещении.

На рис. 5 представлена зависимость спектральной плотности мощности шума фототока от величины фототока $S_{i\phi}(I_{\phi})$. Она хорошо описывается следующим эмпирическим законом:

$$S_{i\phi} = 2eI_{\phi 0} M^y, \quad y = 2.5,$$

где $I_{\phi 0}$ — инициирующий лавину фототок (определяется по точке излома на зависимости), а $M = I_{\phi}(V)/I_{\phi 0}$. Спектральную плотность мощности шума можно также записать в виде, предложенном в [19]:

$$S_{i\phi} = 2eI_{\phi 0} M^2 F(M).$$

Тогда

$$F(M) = M^{y-2} = M \left[1 - \frac{1-k}{k} \left(\frac{M-1}{M} \right)^2 \right].$$

На рис. 6 представлена зависимость шум-фактора от коэффициента умножения для исследуемого ЛФД. Там же нанесены теоретические кривые Макинтайра [19]. Подгоночным параметром служит величина $k_{эфф}$ — эффективное отношение коэффициентов ионизации дырок и электронов. Как видно из рисунка, наилучшее согласие достигается при $k_{эфф} = \beta/\alpha = 6.7$. Этот результат согласуется с приведенными выше данными, полученными при исследовании полевых зависимостей коэффициентов ионизации. Экспериментально определенная величина шум-фактора $F(M)$ составила $F=3.2$ при $M=10$ (отметим, что наиболее низкое значение коэффициента избыточного шума $F \simeq 2$ было достигнуто нами в ЛФД с разделенными областями поглощения и умножения [20]).

Таким образом, в данной работе впервые проведено исследование полевых зависимостей коэффициентов ионизации дырок и электронов в твердых растворах GaInAsSb, определены характеристические параметры ударной ионизации. Установлено, что в интервале электрических полей $E = (1.5-2.2) \cdot 10^5$ В/см преобладает вклад в ионизацию дырок из спин-орбитально отщепленной валентной зоны. Отношение коэффициентов ионизации дырок и электронов $\beta/\alpha \simeq 4-7$, что подтверждено также данными исследования шумовых характеристик ЛФД на основе GaInAsSb.

В заключение авторы благодарят А. А. Рогачева за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Баранов А. Н., Данилова Т. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н., Конников С. Г., Литвак А. М., Уманский В. Е., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 18. С. 1671—1675.
- [2] DeWinter J. C., Pollack M. A., Srivatsava A. K., Zyskind J. L. // J. Electron. mat. 1985. V. 14. N 6. P. 729—747.
- [3] Benoit J., Boulou M., Soulage G., Joullie A., Mani H. // J. Opt. Commun. 1988. V. 9. P. 55—58.
- [4] Андреев И. А., Афраилов М. А., Баранов А. Н., Конников С. Г., Мирсагатов М. А., Михайлова М. П., Салата О. В., Уманский В. Е., Филаретова Г. М., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 7. С. 15—19.
- [5] Miyashita T., Manabe T. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. QE-18. P. 1432—1450.
- [6] Lasers and Applications. 1984. V. 3. N 9. P. 93—96.
- [7] Михайлова М. П., Рогачев А. А., Ясневич И. Н. // ФТП 1976. Т. 10. В. 8. С. 1480—1486.
- [8] Жингарев М. З., Корольков В. И., Михайлова М. П., Ясневич И. Н. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 14. С. 862—866.
- [9] Андреев И. А., Афраилов М. А., Баранов А. Н., Мирсагатов М. А., Михайлова М. П., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 8. С. 481—485.
- [10] Woods M. H., Johnson W. C., Lampert M. A. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. P. 381.
- [11] Техника оптической связи. Фотоприемники / Под ред. У. Тсанга. М., 1988. 55 с.
- [12] Karouta F., Mani H., Bhan J., Jia Hua F., Joullie A. // Rev. Phys. Appl. 1987. V. 22. P. 1459—1467.
- [13] Матвеев Б. А., Михайлова М. П., Слободчиков С. В., Смирнова Н. Н., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н. // ФТП. 1979. Т. 13. В. 3. С. 498—502.

- [14] Андреев И. А., Михайлова М. П., Семенов А. Н., Слободчиков С. В., Стусь Н. М., Филаретова Г. М. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 3. С. 545—547.
- [15] Bhan J., Joulie A., Mani H., Jollie A.-M., Alibert C., Benoit J., Brosson Ph. // Proc. SPIE. 1987. V. 866. P. 126—134.
- [16] Жингарев М. З., Корольков В. И., Михайлова М. П., Сазонов В. В. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 24. С. 1487—1492.
- [17] Crowell C. R., Sze S. M. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 9. P. 242.
- [18] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., 1968.
- [19] McIntyre R. J. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1966. V. ED-13. P. 164.
- [20] Андреев И. А., Афраимов М. А., Баранов А. Н., Михайлова М. П., Марьянская Н. Н., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 17. С. 71—76.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 5.04.1991

Принята к печати 18.04.1991