

- [1] И с у п о в В.А. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 8. С. 500-504.
- [2] И с у п о в В.А. // Тез. 3-й Всес. конф. „Актуальные проблемы получения и применения сегнетоэлектриков и пьезоэлектрических материалов. М. 1987. С. 180.
- [3] И с у п о в В.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 9. С. 795-799.
- [4] И с у п о в В.А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 9. С. 799-803.

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

Поступило в Редакцию
30 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

07

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ ПОСРЕДСТВОМ МНОГОКРАТНОГО САМОПОГЛОЩЕНИЯ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П.В. А д а м с о н

Полупроводниковым оптоэлектронным устройствам, работающим при комнатных температурах, характерны широкая спектральная полоса и высокая интегральная интенсивность спонтанного рекомбинационного излучения. Поэтому роль фотоактивного поглощения собственной люминесценции в этих приборах рассматривалась в литературе уже давно [1]. Но эффективное практическое применение самопоглощения стало возможным только с появлением совершенных гетероструктур и при достижении внутреннего квантового выхода люминесценции в них, близкого к 100 % [2]. Примечательным примером здесь является существенное повышение эффективности светодиодов [3].

Обсуждалось применение самопоглощения спонтанного излучения и для снижения порогового уровня накачки гетеролазеров [4-6]. На сегодняшний день самые низкие пороговые плотности тока достигнуты в лазерах со сверхтонкими активными слоями (структуры с раздельным ограничением [7, 8]). Расчет [9], однако, показывает, что в случае очень тонких активных слоев влияние многократного самопоглощения (переизлучения) на пороговую накачку незначительно. Следовательно, его использование для получения рекордно малых значений пороговых плотностей тока неэффективно. С другой стороны, эффект переизлучения все-таки весьма ощутим уже при толщинах активного слоя несколько десятых микрон. Поэтому пред-

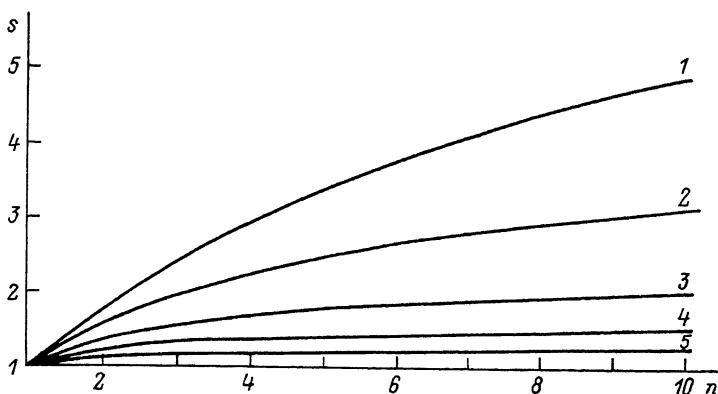


Рис. 1. Зависимость величины S от n при разных значениях параметра ρ : 1 - 3, 2 - 1, 3 - 0.3, 4 - 0.1, 5 - 0.03.

ставляет немалый интерес проанализировать перспективность практического применения этого явления в другом аспекте. В данном сообщении это делается с точки зрения повышения КПД лазера.

При заданном коэффициенте потерь резонантора КПД инжекционного лазера является однозначной функцией тока накачки с максимумом при некотором значении тока. Максимальный КПД зависит от функции выхода и параметра $\rho = R_0 j_n / U$, где R_0 - последовательное сопротивление диода в расчете на единицу площади, j_n - пороговая плотность тока и U - напряжение, приложенное к p - n переходу. Если у обычного лазера с двумя гетеропереходами, например на основе $GaAs-GaAlAs$, удалить подложку и контактный слой и нанести высокоотражающие свет омические контакты непосредственно на эмиттеры из $GaAlAs$, т.е. перейти на многопроходную структуру [6], то в результате переизлучения j_n уменьшается, к примеру, n раз. Предполагая, что при этом R_0 значительно не изменяется, столько же уменьшается и параметр ρ . Это, в свою очередь, приводит к увеличению максимального КПД у гетеролазера на многопроходной структуре (определенное число S раз). Соответствующие расчетные кривые, показывающие зависимость величины S от n для разных значений параметра ρ у лазеров с подложкой и контактным слоем, представлены на рис. 1 (предполагалось постоянство функции выхода).

Величина n , являющаяся по существу отношением радиационных потерь в лазере без отражающих покрытий к соответствующей величине в лазере с отражающими покрытиями на эмиттерах, выражается следующим образом:

$$n = \int_{\omega_g}^{\infty} \psi(\omega) \Pi_0(\omega) d\omega \left(\int_{\omega_g}^{\infty} \psi(\omega) \Pi(\omega) d\omega \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $\omega_g = E_g/\hbar$, E_g - ширина запрещенной зоны активного материала, ψ - объемная плотность спонтанно излучаемого светового потока, Π_0 и Π - потери света вне активного слоя на единицу его объема в лазерах без покрытий и с покрытиями. Если предположить, что гетероструктура симметричная и бесконечнопротяженная, а спонтанное излучение полностью некогерентное и неполяризованное и каждый элемент объема активного слоя излучает равномерно по всем направлениям, в рамках классической фотометрии получим

$$\Pi = \frac{\epsilon_p}{4\alpha_a d_a \epsilon_a} \int_0^{\theta_c} d\theta \sin 2\theta (1 - M_\alpha) \sum_{\sigma} \frac{(1 - r_{\alpha\sigma}^{\sigma})}{(1 - r_{\alpha\sigma}^{\sigma} M_\alpha)}, \quad (2)$$

$$r_{\alpha\sigma}^{\sigma} = (r^{\sigma}(\theta) + (1 - 2r^{\sigma}(\theta))R^{\sigma}(\theta)M_p^2)(1 - r^{\sigma}(\theta)R^{\sigma}(\theta)M_p^2)^{-1}, \quad (3)$$

$$M_\alpha = \exp(-\alpha_a d_a / \cos \theta), \quad M_p = \exp(-\alpha_p d_p / \cos \theta') \quad (4)$$

для зеркально отражающих покрытий и

$$\Pi = \frac{\epsilon_p}{4\alpha_a d_a \epsilon_a} (P_0 - \bar{R}P_1(1 - \bar{R}T)^{-1}), \quad (5)$$

$$P_2 = \int_0^{\theta_c} d\theta \sin 2\theta M_p^2 (1 - M_\alpha) \sum_{\sigma} \frac{(1 - r^{\sigma})}{(1 - r^{\sigma} M_\alpha)}, \quad (6)$$

$$T = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_c} d\theta \sin 2\theta M_p^2 \sum_{\sigma} \frac{(r^{\sigma} + (1 - 2r^{\sigma})M_\alpha)}{(1 - r^{\sigma} M_\alpha)} \quad (7)$$

для диффузноотражающих покрытий (индикатриса отражения сферическая). В формулах (2) - (7) σ - индекс поляризации (TE или TM), ϵ_a и ϵ_p - диэлектрические проницаемости и d_a и d_p - толщины активного слоя и эмиттеров, α_a - коэффициент резонансного поглощения в активном слое, α_p - коэффициент потерь в эмиттерах, θ , θ' , θ_c - углы падения, преломления и полного внутреннего отражения, r^{σ} и R^{σ} - энергетические коэффициенты отражения на зеркальных внутренних границах и на зеркальных покрытиях, \bar{R} - усредненный коэффициент отражения диффузно отражающих покрытий [10]. Величина $\Pi_0(\omega)$ в (1) определяется формулой (2), где взято $R^{\sigma} = 0$.

Конкретные расчеты n проводились для GaAs гетеролазеров с нелегированной активной областью при комнатной температуре (рис. 2, для расчета $\alpha_a(\omega)$ и $\psi(\omega)$ применялась модель прямых оптических переходов, учитывалась одна зона проводимости и одна валентная зона с параболическими законами дисперсии).

Заметим, что формулы (2) и (5) справедливы только при $n_{\alpha\sigma} M_\alpha < 1$. Это условие может не выполняться, если частота попадает в полосу усиления. Анализ показывает, что при толщинах активной области, удовлетворяющих условиям

$$\alpha_m d_a < 2\alpha_p d_p + 4\alpha_p n_m \epsilon_p^{1/2} (k_M^2 (1 + \epsilon_p k_M^{-2})^{3/2})^{-1}, \quad (8)$$

Рис. 2. Зависимость величины n от d_α в случаях зеркально отражающих покрытий из серебра с $n_M = 0.04$ и $k_M = 6.31$ [11] (сплошные кривые) и диффузно отражающих покрытий с $\bar{R} = 0.99$ (штриховые кривые) и $\bar{R} = 0.945$ (штрих-пунктирные кривые). $\alpha_p d_p$: 1 - 0, 2 - $2.5 \cdot 10^{-3}$, 3 - 10^{-2} . $\varepsilon_\alpha^{1/2} = 3.6$, $\varepsilon_p^{1/2} = 3.4$, $\alpha_m = 25 \text{ см}^{-1}$.

$$\alpha_m d_\alpha < \alpha_p^{1/4} (\alpha_p d_p)^{1/2}, \quad (9)$$

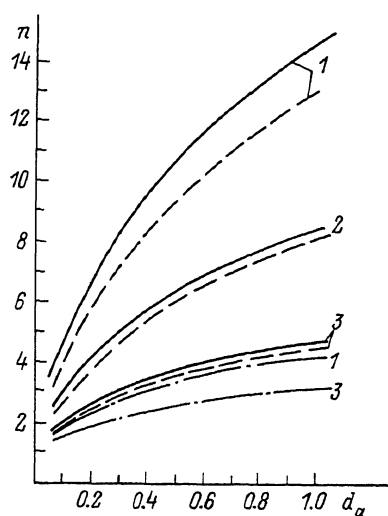
$\alpha_p = (\varepsilon_\alpha - \varepsilon_p) \varepsilon_\alpha^{-1}$, $n_M \ll k_M$, n_M и k_M - действительная и мнимая части показателя преломления металлического отражающего покрытия, α_m -

максимальный коэффициент усиления, не возникает усиления световых потоков распространяющихся под углами $\theta < \theta_c$. Влияние суперлюминесценции (область углов ($\theta \geq \theta_c$) соответствующая направляемым модам) должно быть примерно одинаковым в лазерах с покрытиями и без покрытий, поскольку структура мод при достаточно толстых эмиттерах ($d_p \geq 1 \text{ мкм}$) слабо искажается их внешними границами.

Итак, на основе полученных результатов (рис. 1 и 2) заключим, что в определенных случаях повышение максимального КПД гетеролазеров за счет многократного самопоглощения спонтанного излучения может быть весьма значительным. Существенным препятствием для реализации гетеролазеров на многопроходных структурах оказывается невозможность получения хорошо отражающих свет омических контактов традиционным методом (основанном на вжигании). Однако серьезные успехи в разработке омических контактов ровными поверхностями достигнуты с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии [12]. Это дает основу предположить, что и проблема контактов разрешима.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М а ш к е в и ч В.С. Кинетическая теория лазеров. М.: Наука, 1971.
- [2] А л ф е р о в Ж.И., А н д р е е в В.М., Г а р б у з о в Д.З., Т р у к а н М.К. // ФТП. 1974. Т. 8. № 3. С. 561-565.
- [3] А л ф е р о в Ж.И., Г о р е л е н о к А.Т., Г р у з д о в В.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 5. С. 257-262.



- [4] Stern F., Woodall I.M. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 9. P. 3904-3906.
- [5] Алферов Ж.И., Андреев В.М., Гарбузов Д.З. и др. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. № 9. С. 401-405.
- [6] Гарбузов Д.З., Ермакова А.Н., Румянцев В.Д. и др. // ФТП. 1977. Т. 11. № 4. С. 717-725.
- [7] Tsang W.T. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 2. P. 134-137.
- [8] Алферов Ж.И., Антонишкис Н.Ю., Арсентьев И.Н. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. № 6. С. 1031-1034.
- [9] Адамсон П.В. Автореф. канд. дис. Тарту, 1988.
- [10] Stern F. // Appl. Opt. 1964. V. 3. N 1. P. 111-113.
- [11] Johnson P.B., Christy R.W. // Phys. Rev. 1972. V. B6. N 12. P. 4370-4379.
- [12] Tsang W.T. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. N 12. P. 1022-1025.

Институт физики АН ЭССР,
Тарту

Поступило в Редакцию
31 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

02; 11

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИОНОВ ГЕЛИЯ
В ОБЛАСТИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ
С ПЛЕНКАМИ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

П.А. Колодин, В.А. Савченко,
В.И. Шаповалов, М.С. Хамитжанова

В связи с перспективами применения в магнитоэлектронике пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) $\gamma_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ в последнее время значительно возрос интерес к исследованиям процесса взаимодействия с ними ускоренных ионов [1-5]. При ионной бомбардировке обнаружены изменения поверхностной и объемной проводимости, поверхностной намагниченности, спектров спиновых волн (СВ), структуры и т.д. Однако до сих пор подобные исследования проводились исключительно в области высоких энергий (более 50 кэВ). Для выявления механизма влияния ионного облучения на состав, структуру и