

Многоплазмонное лазерное усиление в размерно-ограниченных системах

© А.А. Клюканов, В. Гурэу

Молдавский государственный университет,
2009 Кишинев, Молдавия

E-mail: klukanov@cinf.usm.md

(Поступила в Редакцию 4 июня 2004 г.)

Поглощение света и лазерное усиление в квантовых ямах рассчитаны с учетом сильного кулоновского взаимодействия между носителями заряда с использованием кумулянтных разложений и флуктуационно-диссипационной теоремы. Показано, что многоплазмонные переходы сглаживают спектр поглощения и смещают его порог в длинноволновую область. Теоретические спектры усиления согласуются с экспериментальными данными. Величина усиления $g = 50 \text{ cm}^{-1}$ в квантовых ямах $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ достигается при поверхностной плотности электронов $nd_0 = 1.64 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Кулоновское взаимодействие в электронно-дырочной плазме не только перенормирует ширину запрещенной зоны и матричный элемент перехода [1–5], но и обуславливает благодаря корреляциям многоплазмонные оптические переходы, которые исследовались для объемных полупроводников экспериментально и теоретически в работах [6–10].

В настоящей работе рассматриваются межзонное поглощение и излучение света в квантовых ямах в двухзонном приближении с учетом сильного взаимодействия электрон-дырочной пары с плазмонами. Так же как для трехмерных систем [6–10], используем метод кумулянт и флуктуационно-диссипационную теорему, позволяющую выразить корреляционную функцию плотность-плотность через структурный фактор.

Распространяя результаты работ [6–10] на размерно-ограниченные системы, находим для коэффициента межзонного поглощения света в симметричных квантовых ямах шириной d_0 выражение

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 \frac{\omega_g}{\omega} \sum_N \int_0^\infty \{1 - f_N^e(\omega_{k_\perp}) - f_N^h(\omega_{k_\perp})\} C(k_\perp) \text{Re} \times \int_0^\infty e^{i(\omega - \omega_g - \omega_N - \omega_{k_\perp})t - g(t)} dt d\omega_{k_\perp}. \quad (1)$$

Усиление определяется известным соотношением $g(\omega) = -\alpha(\omega)$. В (1) $\hbar\omega_g = E_g$ — ширина запрещенной зоны, N нумерует размерно-квантованные уровни энергии, $\omega_{k_\perp} = \hbar k_\perp^2 / 2m_r$, $m_r = m_e m_h / (m_e + m_h)$ — приведенная масса электрона и дырки, f_N^e и f_N^h — функции распределения электронов и дырок соответственно. Константа α_0 имеет вид

$$\alpha_0 = \frac{2^{5/2} e^2 P_{cv}^2 m_r^{3/2}}{c \tilde{n} m_0^2 \hbar^{5/2} \omega_g} \left(\frac{\hbar}{2m_r d_0^2} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь c — скорость света, \tilde{n} — показатель преломления, m_0 — масса, e — заряд электрона, P_{cv} — матричный

элемент проекции импульса на направление поляризации света.

Функции $C(k_\perp)$ и $g(t)$ характеризуют взаимодействие электрона и дырки с плазмой и колебаниями решетки. Без учета кулоновского взаимодействия $C(k_\perp) = 1$, а $g(t) = 0$, и мы приходим к известному результату для коэффициента межзонного поглощения в квантовых ямах в виде суперпозиции ступенчатых функций [1–5]. При низких концентрациях плазмы кулоновский, или зоммерфельдовский, фактор $C(k_\perp)$ имеет вид [1]

$$C(k_\perp) = \frac{\exp\{q(k_\perp)\}}{\text{ch}\{q(k_\perp)\}}, \quad q(k_\perp) = \frac{\pi}{a_B k_\perp}, \quad a_B = \frac{\hbar^2 \epsilon_0}{m_r e^2}. \quad (3)$$

Будем считать, что и для экранированного двумерного экситона $C(k_\perp)$ имеет вид (3), но q определим с учетом взаимодействия с плазмой. Рассматривая экранированное кулоновское взаимодействие как возмущение, находим

$$q(k_\perp) = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda_0}{a_B} \int \frac{1}{1 + \lambda_0 |k'_\perp - k_\perp|} \frac{dk'_\perp}{k'^2_\perp - k^2_\perp} = 4 \frac{\lambda_0}{a_B} \text{Re} \frac{1}{\sqrt{1 - 4\lambda_0 k^2_\perp}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - 4\lambda_0 k^2_\perp}}{2\lambda_0 k_\perp}. \quad (4)$$

В пределе, когда длина экранировки λ_0 удовлетворяет неравенству $\lambda_0 k_\perp \gg 1$, функция $q(k_\perp)$ (4) переходит в $q(k_\perp) = \pi / a_B k_\perp$ (3). Согласно (4), экранировка ослабляет влияние кулоновского притяжения между электроном и дыркой на вероятность перехода. В результате экранировки вблизи порога поглощения света ($k_\perp \rightarrow 0$) степенная зависимость $q \sim 1/k_\perp$ (3) сменяется логарифмической (4). Длина экранировки

$$\frac{1}{\lambda_0} = \frac{2}{a_B} \left\{ \frac{m_e}{m_r} \sum_N f_N^e(0) + \frac{m_h}{m_r} \sum_N f_N^h(0) \right\} \quad (5)$$

при выполнении неравенства $\hbar^2 k_\perp^2 / 2m k_0 T \ll 1$ зависит от числа электронов и дырок, импульс которых вдоль интерфейса $\hbar k_\perp$ равен нулю.

В случае слабого взаимодействия электрон-дырочной пары с колебаниями плазмы и решетки основной вклад в интеграл по времени (1) вносят значения $t \rightarrow \infty$ и коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ представляется в виде суперпозиции лоренцианов [1–10]. При сильном взаимодействии с плазмой актуальным становится предел малых t , когда

$$g(t) = \frac{1}{2}\sigma t^2 + N_{\text{LO}}e^{i\omega_{\text{LO}}t}, \quad N_{\text{LO}} = \alpha_e \left(1 + \sqrt{\frac{m_h}{m_e}}\right) n(\omega_{\text{LO}}). \quad (6)$$

Здесь учтено также слабое взаимодействие с продольными оптическими фононами; α_e — константа Фрелиха для электронов, $n(\omega_{\text{LO}})$ — число фононов, а σ — второй момент распределения, который имеет вид

$$\sigma = \frac{2}{\pi\hbar} \sum_{\kappa_{\perp}} V_{\kappa_{\perp}} \int_0^{\infty} \text{Im} \left\{ \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon^*(\kappa_{\perp}, \omega)} \right\} \text{cth} \frac{\hbar\omega}{2k_0T} d\omega, \quad (7)$$

$$V_{\kappa_{\perp}} = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_0 A \kappa_{\perp}}.$$

Двумерное кулоновское взаимодействие $V_{\kappa_{\perp}}$ (7) динамически экранируется плазмой, частоты колебаний которой определяются нулями диэлектрической функции $\varepsilon(\kappa_{\perp}, \omega)$.

При высоких температурах $k_0T > \hbar\omega_p$, $\omega_p = (4\pi n e^2 / \varepsilon_0 m_r)^{1/2}$, полагая $\text{cth} \frac{\hbar\omega}{2k_0T} \approx \frac{2k_0T}{\hbar\omega}$ и используя правило сумм, получим

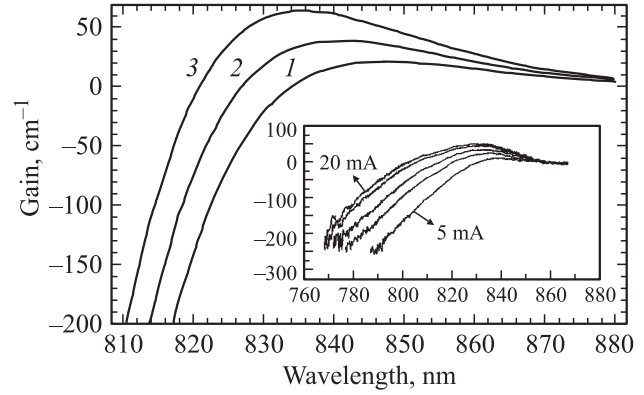
$$\sigma = \frac{e^2 k_0 T}{\hbar^2 \varepsilon_0} \int_0^{\infty} d\kappa_{\perp} \left[1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon(\kappa_{\perp}, 0)} \right] = \frac{4^{5/3} \pi^{4/3}}{3^{3/2} \hbar^2} \text{Ry} k_0 T \left\{ \frac{d_0 a_{\text{B}}^2}{m_r} (m_e + m_h) n \right\}^{1/3}. \quad (8)$$

Здесь n — концентрация плазмы, $\text{Ry} = e^2 / 2\varepsilon_0 a_{\text{B}}$. Подставляя $g(t)$ (6) в выражение (1) для коэффициента поглощения и интегрируя по времени, находим с учетом ЛО-фононных сателлитов

$$g(\omega) = \sqrt{\frac{\pi}{2\sigma}} \alpha_0 \frac{\omega_g}{\omega} \times \sum_N \int_0^{\infty} C(k_{\perp}) \{ f_N^e(k_{\perp}) + f_N^h(k_{\perp}) - 1 \} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(N_{\text{LO}})^j}{j!} \times \exp \left\{ - \frac{(\omega - \omega_g - \omega_N - \omega_{k_{\perp}} + j\omega_{\text{LO}})^2}{2\sigma} \right\} d\omega_{k_{\perp}}. \quad (9)$$

Сильное взаимодействие с плазмонами справедливо при выполнении неравенства $k_0 T \text{Ry} < (\hbar\omega_p)^2$.

Зависимость усиления света от частоты в случае сильного взаимодействия между носителями заряда определяется процессами поглощения и излучения нескольких квантов колебаний двумерной плазмы и нескольких оптических фононов. При низких



Спектр лазерного усиления, рассчитанный по формуле (9) с учетом переходов между двумя подзонами ($N = 1$) и функций (3), (4) и (8) при следующих значениях параметров: $T = 300$ К, $m_e = 0.0648 m_0$, $m_h = 0.476 m_0$, $E_g = 1.42$ эВ, $\hbar\omega_{\text{LO}} = 35$ меВ, $\alpha_e = 0.07$, $\varepsilon_0 = 13.13$, $\varepsilon_{\infty} = 11.1$. Поверхностная плотность электронов равна $1.56 \cdot 10^{12}$ (1), $1.60 \cdot 10^{12}$ (2) и $1.64 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} (3). Экспериментальные спектры усиления (на вставке) получены при значениях плотности инжекционного тока 5, 7.5, 10, 15, 20 мА [11].

концентрациях плазмы $n = 10^6 - 10^{17}$ cm^{-3} коэффициент поглощения $\alpha(\omega) = -g(\omega)$ имеет вид ступеньки. С ростом n частотная зависимость сглаживается, а порог смещается в длинноволновую область спектра. И наконец, при $n \approx 2 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} возникает усиление. На рисунке представлены результаты численного расчета спектра лазерного усиления квантовой ямы $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ по формуле (9) с использованием результатов (3), (4) и (8) при поверхностной плотности $nd_0 = (1.56, 1.60, 1.64) \cdot 10^{12}$ cm^{-2} ($d_0 = 8$ нм). Как видно из рисунка, теоретические и экспериментальные результаты [11], представленные на вставке, согласуются, а величина усиления $g \cong 50$ cm^{-1} достигается при $nd_0 = 1.64 \cdot 10^{12}$ cm^{-2} , что приблизительно в 2 раза меньше, чем в теории [11]. Экспериментальное значение n в работе [11] не приведено, а плотность инжекционного тока равна 5, 7.5, 10, 15, 20 мА.

Приближение двумерной плазмы справедливо для узкой квантовой ямы. В случае ямы произвольной ширины

$$\omega_p^2(\kappa_{\perp}) = \frac{4\pi n e^2}{\varepsilon_0 m_r} (1 - e^{-\kappa_{\perp} d_0 / 2}). \quad (10)$$

В пределе $\kappa_{\perp} d_0 < 1$ выражение (10) дает известный для двумерной плазмы результат $\omega_p^2 = 2\pi n e^2 \times d_0 \kappa_{\perp} / \varepsilon_0 m_r$ [1–5], тогда как при $\kappa_{\perp} d_0 > 1$ плазма ведет себя как объемная. В трехмерном случае плазменные колебания аналогичны продольным оптическим колебаниям решетки, благодаря чему многоплазменные процессы приводят к эквидистантной тонкой структуре полос излучения [6–10]. Таким образом, и в случае широких квантовых ям плазменные сателлиты линий излучения при условии существования плазменных колебаний $\omega_p \tau > 1$ (где τ — время жизни плазмонов) могут быть разрешенными. Оптические свойства широких квантовых

ям исследовались в [12–14]. В работе [14] обнаружено, что спектры возбуждения фотолюминесценции широких (4000 Å) квантовых ям GaAs/Al_xGa_{1-x}As, в которых содержание Al увеличивалось от нуля вблизи интерфейса до $x = 0.3$ в середине ямы, состоит из серии эквидистантных пиков, разделенных интервалами энергий порядка 3 meV. Эта эквидистантная структура связывалась авторами [14] с параболической формой квантовой ямы и эквидистантным энергетическим спектром электронов и дырок. По нашему мнению, эквидистантная структура может быть обусловлена резонансным излучением наряду с фотоном нескольких плазмонов. В пользу нашего предположения свидетельствует прежде всего величина энергии плазмонов $\hbar\omega_p \cong 3 \text{ meV}$, которая соответствует поверхностной плотности электронов $nd_0 \cong 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, приведенной в [14]. Кроме того, там же наблюдалось увеличение расстояния между пиками при легировании донорных слоев кремнием, которое также можно легко объяснить многоплазмонным механизмом излучения, а именно увеличением энергии плазмонов с ростом концентрации плазмы.

Список литературы

- [1] H. Haug, S.W. Koch. Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors. 2nd ed. World Scientific (1993).
- [2] W.W. Chow, S.W. Koch, M. Sargent. Semiconductors Laser Physics. Springer, Berlin–Heidelberg (1994).
- [3] M. Kira, W. Hoyer, S.W. Koch. Phys. Stat. Sol. (b) **238**, 3, 443 (2003).
- [4] G. Bastard. Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. Ed. de Phys. Lesulis (1988).
- [5] A. Shik. Quantum Wells. World Scientific (1988).
- [6] A.A. Klyukanov, N.A. Loiko, I.V. Babushkin, V. Gurau. Proc. SPIE **4748**, 301 (2002).
- [7] A.A. Klyukanov, N.A. Loiko, I.V. Babushkin. Laser Phys. **11**, 3, 318 (2001).
- [8] В.С. Вавилов, А.А. Клюканов, К.Д. Сушкевич, М.В. Чукичев, А.З. Ававдех, Р.Р. Резванов. ФТТ **41**, 7, 1176 (1999).
- [9] В.С. Вавилов, А.А. Клюканов, К.Д. Сушкевич, М.В. Чукичев, А.З. Ававдех, Р.Р. Резванов. ФТТ **43**, 5, 776 (2001).
- [10] А.А. Клюканов. ФТТ **29**, 7, 1529 (1987).
- [11] C. Ellmers, M. Hofmann, W.W. Ruhle, A. Girndt, F. Jahnke, W.W. Chow, A. Knorr, S.W. Koch, C. Hanke, L. Korte, C. Hoyle. Phys. Stat. Sol. (b) **206**, 407 (1998).
- [12] I.H. Burnett, H.H. Cheong, W. Paul, P.F. Hopkins, A.S. Gossard. Phys. Rev. B **48**, 11, 7940 (1993).
- [13] H. Fritze, W. Chen, A.V. Nurmiko, J. Jo, M. Santos, A. Sheyegan. Phys. Rev. B **48**, 20, 15 103 (1993).
- [14] I.H. Bunett, H.H. Cheong, W. Paul, P.F. Hopkins, E.G. Gwinn, A.I. Rinberg, R.M. Westervelt, M. Sundaram, A.S. Gossard. Phys. Rev. B **43**, 14, 12033 (1991).