

Релаксационные колебания суперлюминесценции в полупроводнике, обусловленные „залечиванием“ фермиевского распределения неравновесных электронов

© С.Е. Кумеков, А.Т. Мустафин, С.С. Мусатай

Казахский Национальный исследовательский технический университет им. К.И. Сатпаева,
050013 Алматы, Казахстан

E-mail: skumekov@mail.ru

(Получена 25 июля 2015 г. Принята к печати 21 сентября 2015 г.)

Показано, что модуляция интенсивности суперлюминесцентного излучения с характерным временем порядка нескольких пикосекунд может возникать в полупроводнике благодаря релаксационным колебаниям энергии излучения, обусловленным „залечиванием“ локальных в энергетическом пространстве возмущений квазифермиевского распределения неравновесных электронов. Проведены оценки условий наблюдения этого эффекта для GaAs.

1. Введение

Широко известно, что в полупроводниковых лазерах при больших интенсивностях излучения возникают так называемые релаксационные колебания стимулированного излучения (см., например, [1]). Стимулированное излучение, возникающее в полупроводнике в отсутствие резонатора, является суперлюминесценцией. Представляет теоретический интерес механизм возникновения релаксационных колебаний суперлюминесценции.

В настоящей статье в формализме скоростных уравнений, в которые включено слагаемое, связанное с „залечиванием“ неравновесной функции распределения электронов благодаря межэлектронным столкновениям, предложена модель релаксационных колебаний суперлюминесценции в полупроводнике.

2. Модель

При межзонном поглощении мощных коротких импульсов света в прямозонном полупроводнике генерируется большая концентрация электронно-дырочных пар. Межэлектронные столкновения устанавливают за очень короткие времена ($\sim 10^{-10} - 10^{-14}$ с) квазифермиевское распределение неравновесных электронов и дырок. Дальнейшее поведение электронно-дырочной плазмы в течение импульса света определяется кинетикой ее охлаждения и рекомбинацией электронов и дырок. Если в электронно-дырочной плазме поддерживаются условия инверсии заселенностей, то возможно усиление спонтанного излучения в форме суперлюминесценции [2, гл. 9].

В работах [3–6] было высказано предположение о том, что возникновение пикосекундного стимулированного излучения и его модуляция [7] определяются отклонением распределения носителей от квазифермиевского. Согласно [3], возмущение квазифермиевского распределения неравновесных электронов происходит при определенных энергиях электронов \mathcal{E} и $\mathcal{E} + \hbar\omega_0$ (где $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона). Возмущение квазифермиевского распределения неравновесных

электронов при энергии \mathcal{E} вблизи дна зоны проводимости происходит благодаря излучательным переходам электронов с энергией \mathcal{E} в валентную зону и за счет испускания оптического фонона электроном с энергией $\mathcal{E} + \hbar\omega_0$. Возмущение распределения электронов при энергии $\mathcal{E} + \hbar\omega_0$ происходит за счет испускания оптического фонона электроном с энергией $\mathcal{E} + \hbar\omega_0$ и поглощения оптического фонона электроном с энергией \mathcal{E} . Распределение неравновесных дырок остается при этом почти фермиевским из-за большой разницы плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне и необходимости выполнения законов сохранения импульса и энергии при взаимодействии их с оптическими фононами.

В работе [7] были сделаны выводы о разогреве оптических фононов, участвующих в возмущении распределения электронов, а также рассчитана функция распределения неравновесных электронов, свидетельствующая о возникновении „дыр“ в квазифермиевском распределении.

Рассматриваемая в этой работе модель основана на представлении, что динамика концентрации неравновесных электронов n определяется процессами: а) накачки, б) стимулированного излучения фотонов, в) спонтанной рекомбинации и г) „залечивания“ возмущения квазифермиевского распределения [8]. Здесь также сделаны оценки условий наблюдения обсуждаемого эффекта в эксперименте.

Под действием фотонакачки в единице объема активной области каждую единицу времени рождается P носителей заряда, и этот приток носителей можно считать примерно постоянным на протяжении длительности внешнего импульса.

За счет стимулированных излучательных переходов концентрация электронов n стремится релаксировать к пороговому уровню n_{tr} , соответствующему просветлению. В предположении о линейной зависимости усиления среды от концентрации носителей скорость этого процесса равна $v_g a (n - n_{tr}) s$, где v_g — групповая скорость света в среде, a — константа усиления (имеющая размерность сечения), s — плотность фотонов.

Электроны, кроме того, расходятся на спонтанное излучение вследствие рекомбинации с дырками с характерным временем τ_n .

При отклонении концентрации электронов от значения n_0 , соответствующего квазифермиевскому распределению, имеет место „залечивание“ (recovery) возмущения распределения с постоянной времени τ_r [9, гл. 6]. „Залечивание“ обусловлено межэлектронными столкновениями.

Динамика концентрации фотонов определяется удельной скоростью их генерации $\Gamma v_g a (n - n_{tr})$ за счет стимулированного излучения и убылью с характерным временем τ_s вследствие процессов распространения света в среде и внутризонного поглощения. Фактор оптического ограничения Γ показывает, какая часть энергии электромагнитного поля локализована в активной области кристалла.

Процесс вынужденной суперлюминесценции отличается от лазерного излучения только отсутствием когерентности и в принципе должен описываться уравнениями, аналогичными скоростным уравнениям однододового полупроводникового лазера класса В для электронов (n) и фотонов (s) (например, [1, с. 415, 10]:

$$\frac{dn}{dt} = P - g(n - n_{tr})s - \frac{n}{\tau_n} - \frac{n - n_0}{\tau_r}, \quad (1a)$$

$$\frac{ds}{dt} = \Gamma g(n - n_{tr})s - \frac{s}{\tau_s}. \quad (16)$$

Здесь $g = v_g a$, $v_g = c/n_g$, c — скорость света в вакууме, n_g — показатель преломления материала, $\tau_s^{-1} = v_g(\alpha_m + \alpha_{int})$, $\alpha_m = -\ln R/L$ — удельные потери стимулированного излучения на торцах кристалла, $R = (n_g - 1)^2/(n_g + 1)^2$ — коэффициент отражения сколотого торца, L — длина образца, α_{int} — удельные потери света в материале.

Типичные значения параметров для полупроводникового кристалла GaAs, согласно [11], таковы: $n_g = 3.5$, $a = 2.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $n_{tr} = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\tau_n = 2.2 \text{ нс}$, $\alpha_{int} = 40 \text{ см}^{-1}$. Время жизни фотонов τ_s определяется только оптическими свойствами образца и его длиной L и не зависит от условий эксперимента. Для кристалла GaAs длиной 250 мкм $\tau_s = 1.34 \text{ пс}$. Время „залечивания“ τ_r имеет порядок $\sim 10^{-11} - 10^{-12} \text{ с}$. Оно намного короче времени жизни носителей τ_n , поэтому в дальнейшем можно пренебречь членом $-n/\tau_n$ в уравнении (1a).

3. Результаты и обсуждение

В системе (1) возможны два стационарных состояния:

$$\bar{n} = n_0 + P\tau_r, \quad \bar{s} = 0; \quad (2a)$$

$$\bar{n} = \frac{1}{\Gamma g \tau_s} + n_{tr}, \quad \bar{s} = \frac{\Gamma g \tau_s (n_0 - n_{tr} + P\tau_r) - 1}{g \tau_r}. \quad (26)$$

Тривиальное стационарное состояние (2a) соответствует отсутствию излучения. Нетривиальное стационарное состояние (26), соответствующее суперлюминесценции, реализуется при превышении накачки некоторого порогового уровня P^* :

$$P > \frac{\Gamma g \tau_s (n_{tr} - n_0) + 1}{\Gamma g \tau_r \tau_s} = P^*. \quad (3)$$

Линеаризация правых частей системы (1) в окрестности стационарной точки дает матрицу Якоби

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} -g\bar{s} - \tau_r^{-1} & -g(\bar{n} - n_{tr}) \\ \Gamma g\bar{s} & \Gamma g(\bar{n} - n_{tr}) - \tau_s^{-1} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где (\bar{n}, \bar{s}) — одно из состояний (2).

В области генерации (3) тривиальное стационарное состояние (2a) — неустойчивая седловая точка, поскольку собственные числа матрицы (4) вещественны и имеют разные знаки:

$$\lambda_1 = -\tau_r^{-1} < 0,$$

$$\lambda_2 = \Gamma g(n_0 - n_{tr} + P\tau_r) - \tau_s^{-1} > 0. \quad (5)$$

При этом собственные числа матрицы (4) для нетривиального стационарного состояния (26) в общем случае комплексно сопряженные с отрицательными действительными частями:

$$\lambda_{1,2} = -\frac{\Gamma g \tau_s (n_0 - n_{tr} + P\tau_r)}{2\tau_r} \pm \frac{1}{2\tau_r} \left[\frac{\Gamma^2 g^2 \tau_s^3 (n_0 - n_{tr} + P\tau_r)^2 - 4\Gamma g \tau_r \tau_s (n_0 - n_{tr} + P\tau_r) + 4\tau_r}{\tau_s} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что (26) является устойчивым узлом/фокусом.

Условием возникновения именно фокуса, т. е. затухающих колебаний, служит $(\text{Tr } \mathbf{J})^2 - 4\det \mathbf{J} < 0$. Это приводит к ограничению на мощность накачки:

$$\left| P - \frac{2}{\Gamma g \tau_s^2} - \frac{n_{tr} - n_0}{\tau_r} \right| < \frac{2}{\Gamma g \tau_s^2} \sqrt{1 - \frac{\tau_s}{\tau_r}}. \quad (7)$$

Формулу (7) удобно переписать в терминах превышения мощности накачки над порогом генерации, $P - P^*$:

$$2 - \frac{\tau_s}{\tau_r} - 2\sqrt{1 - \frac{\tau_s}{\tau_r}} < (P - P^*)\Gamma g \tau_s^2 < 2 - \frac{\tau_s}{\tau_r} + 2\sqrt{1 - \frac{\tau_s}{\tau_r}}. \quad (8)$$

Полоса допустимых значений безразмерной величины $(P - P^*)\Gamma g \tau_s^2$ расширяется по мере увеличения времени „залечивания“, однако остается конечной: при $\tau_r \gg \tau_s$ имеем $0 < (P - P^*)\Gamma g \tau_s^2 < 4$ (рис. 1).

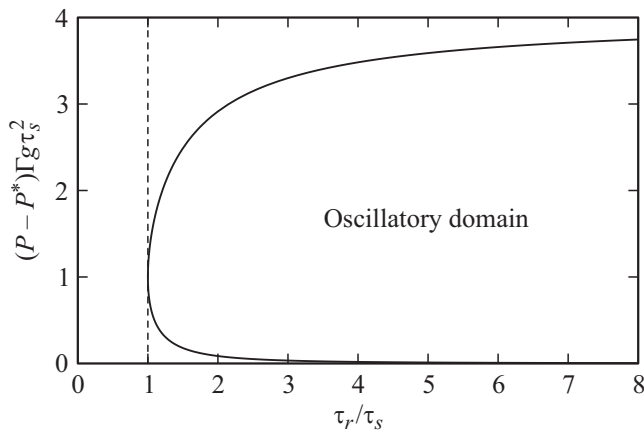


Рис. 1. Область существования релаксационных колебаний суперлюминесценции в зависимости от постоянной времени „залечивания“ согласно (8). Величина $P - P^*$ — превышение мощности накачки над порогом генерации.

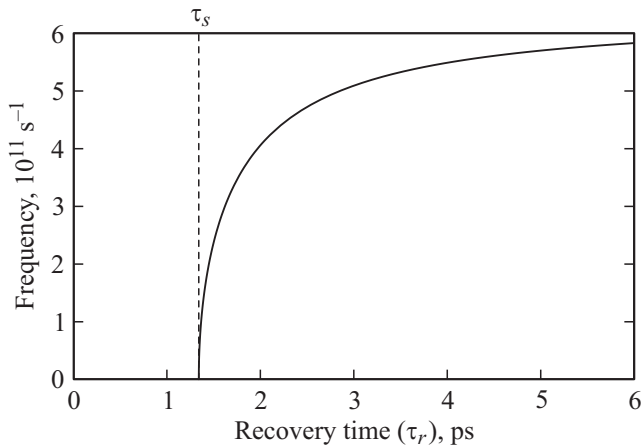


Рис. 2. Частота затухающих колебаний суперлюминесценции как функция постоянной времени „залечивания“ для арсенида галлия. Предполагается, что в формуле (10) превышение мощности накачки над порогом генерации ($P - P^*$) составляет $2.5 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

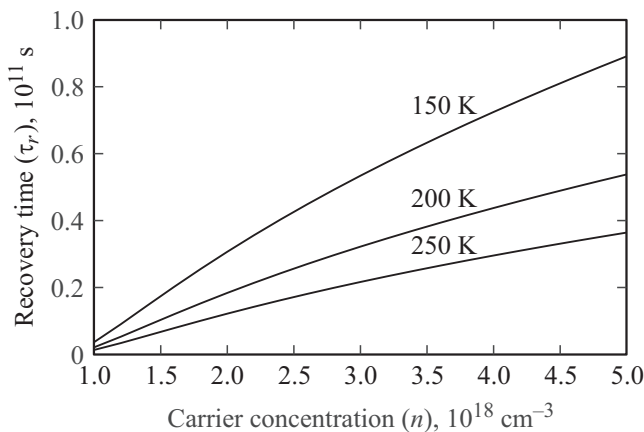


Рис. 3. Зависимость времени „залечивания“ от концентрации электронов при различных температурах носителей для арсенида галлия.

Минимально возможное время «залечивания» τ_r^* , при котором в системе могут возникать колебания, определяется из неравенства

$$\tau_r > \frac{1}{\sqrt{\Gamma g(P - P^*)} (2 - \sqrt{\Gamma g(P - P^*)} \tau_s)} = \tau_r^*. \quad (9)$$

Частота затухающих колебаний суперлюминесценции в гармоническом приближении находится из формулы (6) как $\omega = |\text{Im}(\lambda_{1,2})|$:

$$\omega = \frac{\sqrt{4\Gamma g(P - P^*) \tau_r^2 - \Gamma^2 g^2 (P - P^*)^2 \tau_r^2 \tau_s^2 - \Gamma g(P - P^*) \tau_r \tau_s - 1}}{2\tau_r}. \quad (10)$$

Зависимость частоты релаксационных колебаний от времени „залечивания“, вычисленная по формуле (10), приведена на рис. 2. Видно, что при $\tau_r > \tau_r^*$ частота колебаний слабо зависит от τ_r , а при $\tau_r \gg \tau_r^*$ она уже полностью определяется только временем жизни фотонов τ_s .

Для определения применимости рассматриваемой модели нами вычислена зависимость времени „залечивания“ от концентрации электронов при различных температурах электронов. Расчеты проведены в рамках модели „залечивания“, развитой в [9, гл. 6]. На рис. 3 приведены полученные зависимости для арсенида галлия. Как видно из сравнения рис. 2 и 3, актуальной областью концентраций для наблюдения предполагаемого явления в арсениде галлия является интервал концентраций $1 \cdot 10^{18} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Если в эксперименте непосредственно измеряется не интенсивность оптической накачки, а интенсивность суперлюминесценции образца, то в формулах (9) и (10) можно исключить P с помощью стационарного соотношения (26). В результате получаем:

$$\tau_r^* = \frac{1}{\sqrt{g\bar{s}} (2/\sqrt{\tau_s} - \sqrt{g\bar{s}})} \quad (11)$$

и

$$\omega = \sqrt{\frac{g\bar{s}}{\tau_s} - \left(\frac{g\bar{s}\tau_r + 1}{2\tau_r}\right)^2}. \quad (12)$$

Заметим, что при $\tau_r \gg \tau_r^*$ выражение (12) совпадает с формулой, полученной ранее Лау и Яривом [12] для лазеров:

$$\omega = \sqrt{\frac{g\bar{s}}{\tau_s}}. \quad (13)$$

Стационарная плотность фотонов \bar{s} в формулах (11) и (12) связана с интенсивностью вынужденного излучения I , исходящего из торца образца. Пусть $W = IA$ — полная мощность, излучаемая торцом с активным сечением A . Поскольку за единицу времени торец покидают $v_g \alpha_m$ фотонов, то $W = \frac{1}{2}(h\nu)(v_g \alpha_m)(\bar{s}V)$, где $h\nu$ — энергия индивидуального фотона, $V = AL$ — объем активной области. Отсюда следует, что

$$I = \frac{1}{2}(h\nu)(v_g \alpha_m)L\bar{s}. \quad (14)$$

Например, если поток стимулированного излучения с энергией отдельных фотонов 1.4 эВ составляет $1.5 \cdot 10^8$ Вт/см², то из (14) для $\bar{\nu}$ получаем оценку $1.33 \cdot 10^{17}$ см⁻³. С учетом этого, согласно (11), $\tau_r^* = 1.57$ пс.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показана возможность наблюдения в полупроводнике релаксационных колебаний суперлюминесценции, обусловленных задерживанием отклонения энергетического распределения фотовозбужденных электронов от фермиевского.

Список литературы

- [1] О.В. Богданкевич, С.А. Дарзбек, П.Г. Елисеев. *Полупроводниковые лазеры* (М., Наука, 1976).
- [2] Ж. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1973). [Пер. с англ.: J.I. Pankove. *Optical processes in semiconductors* (Englewood Cliffs, N.J., Prentice Hall, 1971)].
- [3] Г.С. Алтыбаев, И.Л. Броневова, С.Е. Кумеков. ФТП, **38**, 674 (2004).
- [4] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневова, А.Н. Кривонос, С.В. Стеганцов. ФТП, **40**, 806 (2006).
- [5] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневова, А.Н. Кривонос, Т.А. Налет. ФТП, **42**, 1053 (2008).
- [6] Г.С. Алтыбаев, С.Е. Кумеков, А.А. Махмудов. ФТП, **43**, 674 (2009).
- [7] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневова, А.Н. Кривонос, С.Е. Кумеков, Т.А. Налет, С.В. Стеганцов. ФТП, **39**, 681 (2005).
- [8] S.E. Kumekov, A.T. Mustafin. ISESCO Science and Technology Vision, **7**(11), 48 (2011).
- [9] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984) [V.F. Gantmakher, Y.B. Levinson. *Carrier scattering in metals and semiconductors*, vol. 19 of *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, ed. by V.M. Agranovich, A.A. Maradudin (New York, NY, North-Holland, 1987)].
- [10] J.E. Carroll. *Rate equations in semiconductor electronics* (Cambridge, Cambridge University Press, 1985).
- [11] G.P. Agrawal, N.K. Dutta. *Semiconductor lasers* (New York, N Y, Van Nostrand Reinhold, 1993) chap. 6.
- [12] K.Y. Lau, A. Yariv. IEEE J. Quant. Electron, **QE-21**, 121 (1985).

Редактор А.Н. Смирнов

Relaxation oscillations of superluminescence in semiconductor caused by the recovery of a Fermi distribution function of nonequilibrium electrons

S.E. Kumekov, A.T. Mustafin, S.S. Mussatay

Kazakh National Technical University,
050013 Almaty, Kazakhstan

Abstract The intensity modulation of superluminescence with a period of about a few picoseconds is shown to occur in a semiconductor subject to an ultra-short high-power light pulse. These relaxation oscillations are due to the recovery of local perturbations of a quasi-Fermi distribution function of non-equilibrium electrons in energy space. Estimates are provided for the range of electron concentrations in GaAs within which the effect could be observed experimentally.