Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 11, стр. 462 – 465 *10 декабря 1989 г.*

ПИКОСЕКУНДНАЯ СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В GaAs ПРИ МЕЖЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ МОЩНЫХ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА

Ю.Д.Калафати, В.А.Кокин

Теоретически показано, что при межзонном поглощении мощных импульсов света в полупроводнике может на пикосекундных временах произойти развитие и самогашение рекомбинационной сверхлюминесценции. Самогашение вызвано разогревом неравновесных носителей и сопровождается ростом их концентрации.

В прямозонных полупроводниках при генерации электрон-дырочной плазмы (ЭДП) мощными пикосекундными импульсами света основными процессами релаксации неравновесных носителей являются их столкновения между собой и с оптическими фононами. При энергии кванта возбуждающего света $\hbar\Omega$ лишь ненамного превышающей ширину запрещенной зоны E_g эти процессы уже на переднем фронте импульса могут приводить к установлению квазиравновесного состояния в ЭДП [1-3], которое характеризуется инверсией заселенности неравновесных носителей : $\mu_e - \mu_h > E_g$ ($\mu_e(T)$, $\mu_h(T)$ квазиуровни Ферми электронов и дырок, T – температура ЭДП).

Обычно считается, что рекомбинация электронов и дырок не влияет на эволюцию ЭДП во время возбуждения, т. к. времена рекомбинации много больше длительности импульса. Однако в условиях инверсии слабое рекомбинационное излучение может усилиться и, в свою очередь, ускорить рекомбинацию. Более того, при $\alpha_m D > 1$ (D – диаметр пятна возбуждающего света, сфокусированного на полупроводник, α_m – максимальный коэффициент усиления излучения) в плоскости слоя полупроводника выполнены условия для возникновения рекомбинационной сверхлюминесценции (РС). В GaAs , например, где α_m может быть $\sim 10^3$ см$^{-1}$, а характерное время усиления $\sim 0{,}1$ пс можно ожидать развития РС на пикосекундных временах, при $D \geqslant 10$ мкм.

Цель работы – теоретически показать, что РС может возникнуть в GaAs уже на пикосекундных временах и, наряду с указанными процессами релаксации существенно влиять на эволюцию ЭДП во время действия мощного импульса возбуждения. Отметим, что пикосекундное стимулированное излучение наблюдалось в экспериментах [4-6] по возбуждению тонких полупроводниковых слоев мощными импульсами света.

Процессы, происходящие на пикосекундных временах, мы исследуем в приближении квазиравновесной функции распределения неравновесных носителей. Исследование проводится при низких температурах решетки полупроводника и условии $\hbar\Omega - E_g < \hbar\Omega_{ph}$, когда роль оптических фононов несущественна (Ω_{ph} – частота оптического фонона). Используется параболическая модель зонной структуры. Уравнения баланса числа частиц и энергии ЭДП имеют вид:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\alpha(\Omega)I}{\hbar\Omega} + c\int \alpha(\omega)\, N_\omega\, \rho(\omega)\, d\omega, \qquad n = n_e = n_h, \tag{1}$$

$$\frac{dW}{dt} = \left(\hbar\Omega - E_g - n\frac{\partial E_g}{\partial n}\right)\frac{\alpha(\Omega)I}{\hbar\Omega} + c\int \alpha(\omega) N_\omega \rho(\omega)(\hbar\omega - E_g)\, d\omega, \tag{2}$$

$$\alpha(\omega) = \alpha_0\sqrt{\hbar\omega - E_g}\,(1 - f_e - f_h),$$

где $f_{e,h}$, $n_{e,h}$ – фермиевские функции и концентрации электронов и дырок в предположении, что последние имеют одинаковую температуру [2], W – плотность кинетической энер-

гии ЭДП, $E_g = E_g^0 - \gamma n^{1/3}$, где E_g^0 – ширина запрещенной зоны невозбужденного полупроводника, γ – коэффициент перенормировки ширины запрещенной зоны, обусловленной кулоновским взаимодействием между носителями, $I(t)$ – интенсивность импульса накачки, причем, (1) – (2) написаны для случая $\alpha(\Omega)d \ll 1$, где d – толщина полупроводникового слоя, N_ω – число квантов света $(E_g \leqslant \hbar\omega \leqslant \hbar\Omega)$, распространяющихся вдоль слоя полупроводника в телесном угле $\beta \approx d/D$, $\rho(\omega) = \frac{\omega^2}{2\pi^2 c^3}\beta$, c – скорость света в полупроводнике. Уравнение для N_ω:

$$\frac{d}{dt}N_\omega = -\frac{N_\omega}{\tau} - c\alpha(\omega)N_\omega + c\alpha_0\sqrt{\hbar\omega - E_g}f_e f_h, \qquad (3)$$

где $\tau \approx D/c$ – характерное время затухания кванта света, определяемое в основном (при $D \sim 10 \div 100$ мкм) временем ухода фотона из области усиления. Первые члены в правых частях уравнений (1), (2) описывают приход носителей и энергии за счет импульса возбуждения, вторые – описывают вынужденные процессы излучения на частотах $\omega < \Omega$. Спонтанная рекомбинация электронов и дырок учитывается только в (3), где она определяет скорость генерации фотонов, играющих роль затравки на начальной стадии развития РС.

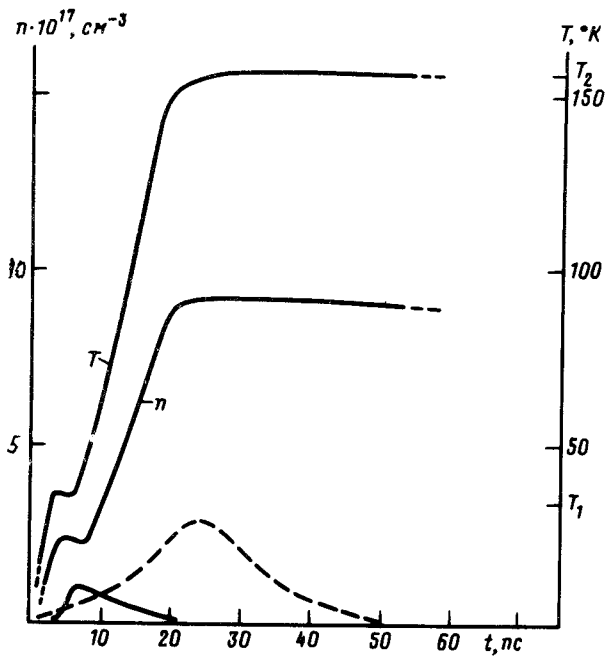

Рис. 1. Кривые *1, 2* – графики зависимости от времени соответственно температуры и концентрации неравновесных носителей в GaAs в процессе воздействия возбуждающего импульса. Внизу рисунка показано в относительных величинах изменение интенсивности света в импульсе возбуждения (пунктирная линия) и импульсе рекомбинационной сверхлюминесценции (сплошная линия). Расчеты проведены при следующих параметрах: мощность импульса возбуждения – 10^9 Вт·см$^{-2}$ длительность импульса возбуждения – 25 пс (на полувысоте), $\hbar\Omega - E_g^0 = 5$ мэВ, $D = c \cdot \tau = 20$ мкм, $\gamma = 2 \cdot 10^{-8}$ эВ·см, $\alpha_0 = 5{,}3 \cdot 10^4$ см$^{-1}$·эВ$^{-1/2}$, $m_e/m_h = 0{,}1$, $d = 1$ мкм

На рис. 1 представлены результаты численного решения уравнений (1) – (3). В согласии с [1, 2] уже на переднем фронте импульса возбуждения устанавливается состояние оптического насыщения $\mu_e(T_1) - \mu_h(T_1) = \hbar\Omega$ [7]. Температура плазмы $kT_1 \approx 0{,}15$ $(\hbar\Omega - E_g)$, которая была найдена в [2], определяет величину коэффициента усиления. В нашем случае $T_1 =$

$= 30°$ К (при $\hbar\Omega - E_g \approx 17$ мэВ), а величина $\alpha_m \approx 2 \cdot 10^3$ см$^{-1}$. В отсутствие РС состояние оптического насыщения сохранялось бы на временах порядка времени рекомбинации электронов и дырок.

Из рис. 1 видно, что РС возникает в виде импульса более короткого, чем возбуждающий. Начальная стадия развития РС происходит при практически постоянном α, поэтому из (3) следует $N(\omega) \approx N_{0\omega} \exp(-\alpha c t)$, где $N_{0\omega}$ – определяется спонтанным излучением (в нашем случае $N_{0\omega} \sim 1$, $\tau \gg -1/\alpha c \sim 0,1$ пс). За ~ 1 пс развивается интенсивная РС (величина N_ω возрастает на несколько порядков). Задний фронт импульса РС возникает из-за самогашения РС, механизм которого состоит в следующем: сначала РС вызывает уход носителей и их концентрация уменьшается. Это приводит к нарушению оптического насыщения и, следовательно, к генерации носителей возбуждающим светом. Из-за того, что электрон-дырочные пары рождаются с энергией $\hbar\Omega - E_g$, а с излучением уносится меньшая энергия $\hbar\omega - E_g$, происходит разогрев ЭДП. С увеличением температуры плазмы уменьшается коэффициент усиления и тем самым уменьшается интенсивность РС и скорость ухода носителей. Очень быстро наступает момент, когда концентрация ЭДП опять начинает увеличиваться. Теоретический анализ уравнений (1) – (3) показывает, что в результате разогрева полупроводник вновь приходит в состояние оптического насыщения, но с более высокой концентрацией и температурой плазмы $T_2 > T_1$, которая определяется условием полного гашения РС:

$$\alpha(\omega) \leqslant 1/\tau c; \qquad (E_g \leqslant \hbar\omega \leqslant \hbar\Omega). \tag{4}$$

В приближении равных эффективных масс при $(\hbar\omega - E_g)/kT_2 \ll 1$ из (4) следует: $kT_2 = \frac{1}{\sqrt{6}}\alpha_0(\hbar\Omega - E_g)^{3/2} D$. Следует отметить, что чем меньше разность $T_2 - T_1$, тем раньше наступает гашение РС и тем меньше ее интенсивность. На рис. 2 показана область параметров D и $\hbar\Omega - E_g^0$, при которых в GaAs возможно возникновение РС.

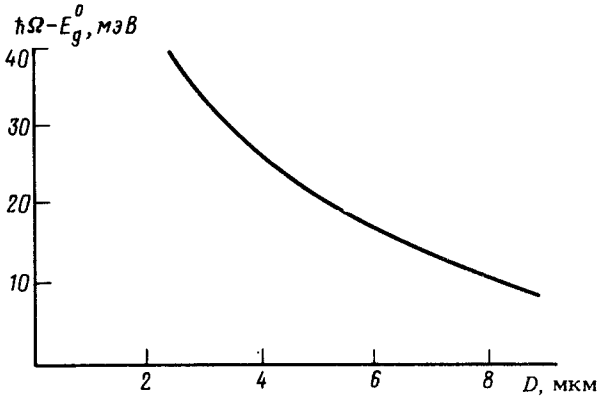

Рис. 2. Точки, лежащие выше кривой, соответствуют параметрам $\hbar\Omega - E_g^0$ и D, при которых в GaAs может возникать комбинационная сверхлюминесценция. Расчеты выполнены по формуле (4) с учетом перенормировки ширины запрещенной зоны

Выводы. Теоретически показано, что в прямозонных полупроводниках во время генерации ЭДП короткими мощными импульсами света (в отсутствие взаимодействия с оптическими фононами):

1. Рекомбинационная сверхлюминесценция возникает в виде импульса (в GaAs пикосекундного импульса), длительность которого может быть даже меньше длительности импульса возбуждения из-за самогашения сверхлюминесценции.

2. Механизм самогашения сверхлюминесценции связан с разогревом ЭДП, возникающим

из-за разницы в энергии фотовозбуждаемых и стимулировано рекомбинирующих электронов и дырок. В процессе разогрева концентрация носителей увеличивается и полупроводник стремится к состоянию оптического насыщения, в котором температура и концентрация ЭДП определяются условиями гашения (4).

3. Интенсивность и длительность импульса сверхлюминесценции а также температура и концентрация ЭДП в состоянии оптического насыщения зависят от диаметра пятна света, сфокусированного на полупроводник.

Авторы благодарны И.Л.Броневому, С.Е.Кумекову и В.И.Перелю за стимулирующие дискуссии и полезное обсуждение результатов работы.

Литература

1. *Кумеков С.Е., Перель В.И.* ФТП, 1984, **18**, 835.
2. *Глазман Л.И.* ЖЭТФ, 1981, **80**, 349; ФТП, 1983, **17**, 790.
3. *Oudar J.L. et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 2074.
4. *Агеева Н.Н. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **48**, 252.
5. *Dubard J. et al.* Appl. Phys. Lett., 1987, **50**, 821.
6. *Fox A.M. et al.* J. Appl. Phys., 1989, **65** (11), 4287.
7. *Басов Н.Г., Крохин О.Н.* ФТТ, 1963, **5**, 2384.

Поступила в редакцию
26 апреля 1989 г.
После переработки
23 октября 1989 г.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР