

ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТИ И УСИЛЕНИЕ ДАЛЬНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ ГОРЯЧИХ ТЯЖЕЛЫХ ДЫРОК В ГЕРМАНИИ

Л.Е.Воробьев

Санкт-Петербургский Государственный технический университет
195251 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 28 июля 1993 г.

После переработки 12 октября 1993 г.

Рассмотрен новый механизм создания инверсии населенности дырок в германии при циклотронном резонансе горячих тяжелых дырок. Определен коэффициент усиления дальнего ИК-излучения. Функция распределения горячих легких дырок, найденная методом Монте-Карло, оказывается инвертированной в области малых энергий дырок, что может привести также и к инверсии населенности легких дырок по уровням Ландау. Обсуждается возможность экспериментального наблюдения стимулированного излучения.

1. Введение. В теоретической работе [1] был предложен механизм создания инверсии населенности дырок (ИНД) и усиления дальнего ИК-излучения (ДИКИ) в германии в сильных скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. ИНД появляется из-за разной динамики движения горячих тяжелых (ТД) и легких дырок (ЛД) в импульсном пространстве в $E \perp H$ полях. Усиление ДИКИ возникает при прямых переходах ЛД в зону ТД при появлении ИНД (см. вставку на рис.1). Вскоре предсказанная в [1] ИНД была обнаружена в p -Ge экспериментально [2], а затем получена генерация излучения дальнего ИК-диапазона [3, 4]. В последующие годы работы этого направления успешно развивались в России и за рубежом [5]. Были созданы лазеры нового типа – безинжекционные лазеры ДИКИ на горячих дырках в германии.

2. Инверсия населенности при циклотронном резонансе горячих тяжелых дырок. В настоящей работе рассмотрен иной механизм ИН горячих дырок. Сущность его проста. Рассмотрим поведение дырок в германии в поле мощной поляризованной по кругу СВЧ-волны накачки частоты ω_{pump} . В условиях циклотронного резонанса (ЦР) ТД, когда $\omega_{pump} = \omega_{c1}$ ($\omega_{c1} = eH/m_1c$ – циклотронная частота ТД), и $\omega_{c1}\tau_1 \gg 1$ (τ_1 – время релаксации ТД в пассивной области $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$, где ω_0 – частота оптического (О) фонона), ТД разогревается полем СВЧ-волны. В то же время из-за значительно меньшей массы ЛД $\omega_{c2} \gg \omega_{pump}$, и поэтому ЛД полем СВЧ-волны греются слабее. Таким образом, средняя энергия ТД будет больше, чем ЛД. Из-за большей средней энергии ТД рассеиваются чаще, чем ЛД, что приводит к увеличению числа ЛД p_2 по сравнению с их равновесной величиной p_{20} [6]. Оба указанных фактора обеспечивают ИНД. Описанный механизм иллюстрируется на вставке к рис.1.

Отметим существенное различие в динамике движения дырок в случае постоянных скрещенных $E \perp H$ полей и при ЦР. В первом случае движение ТД в импульсном пространстве происходит в условиях стриминга (streaming) [1], во втором – по циклотронной орбите с плавно меняющимся во времени радиусом. В первом случае функция распределения ТД по импульсам близка к иглообразной, во втором – дырки заполняют всю пассивную область $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$.

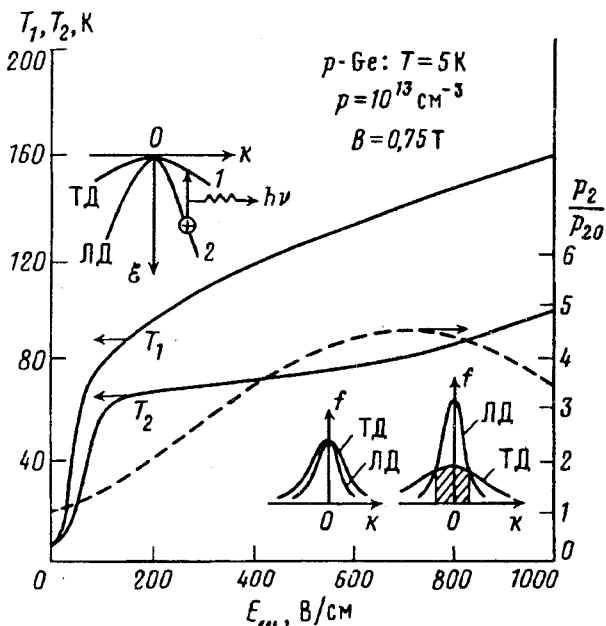


Рис.1. Температура горячих тяжелых и легких дырок T_1 и T_2 и отношение концентрации ЛД p_2 к равновесной величине p_{20} в зависимости от электрического поля СВЧ-волны. На вставках: схема прямых переходов дырки из зоны ЛД в зону ТД с испусканием кванта света и иллюстрация механизма инверсии населенности горячих дырок (область инверсии заштрихована)

При одинаковом E и H в первом случае ТД могут проникнуть глубже в активную область $\epsilon > \hbar\omega_0$, чем во втором ($\omega_{c1}\tau_0^- \ll 1$, где τ_0^- – время испускания оптического фонона). Поэтому после рассеяния ТД в зону ЛД с эмиссией оптического фонона начальная скорость ЛД, а значит и радиус орбиты циклотронного вращения ЛД будут меньше для второго случая, чем для первого. Другими словами, во втором случае ЛД будут находиться в меньшей области энергий в пассивной области, чем во втором случае. Это должно обеспечить большую величину инверсии населенности дырок для второго случая, чем для первого.

Оценим теперь коэффициент усиления дальнего ИК излучения при межподзонных прямых переходах дырок в условиях ЦР ТД.

Прежде всего найдем температуры и концентрации горячих ТД и ЛД T_1, T_2, p_1 и p_2 с помощью уравнений баланса, предположив, что функция распределения (ФР) по импульсам $\hbar k$ горячих ТД и ЛД бoльцмановская:

$$f_i = \frac{2^{1/2} \pi^{3/2} \hbar^3 p_i}{(m_i k_B T_i)^{3/2}} \exp \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i k_B T_i}, \quad i = 1, 2. \quad (1)$$

Такое предположение является грубым, однако даже в условиях стриминга в постоянных $E \perp H$ полях расчеты с ФР в виде (1) дают достаточно близкие к экспериментальным данным значения средней энергии и коэффициента усиления ДИКИ [7].

В поле поляризованной по кругу СВЧ-волны и постоянном магнитном поле уравнения баланса мощности и числа частиц есть

$$p_i \frac{e}{m_i} \frac{\langle \tau_i \rangle f_i E_\omega^2}{1 + (\omega_{pimp} - \omega_{ci})^2 \langle \tau_i \rangle f_i^2} = p_i \left(\frac{d\epsilon}{dt} \right)_{0+A}^{i \rightarrow i} f_i +$$

$$+p_i \left\langle \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right)_{O+A+I}^{i \rightarrow j} \right\rangle_{f_i} - p_j \left\langle \left(\frac{d\mathcal{E}}{dt} \right)_{O+A+I}^{j \rightarrow i} \right\rangle_{f_j}, \quad (2)$$

$$p_i \left\langle \left(\frac{1}{\tau} \right)_{O+A+I}^{i \rightarrow j} \right\rangle_{f_i} = p_j \left\langle \left(\frac{1}{\tau} \right)_{O+A+I}^{j \rightarrow i} \right\rangle_{f_j}, \quad (3)$$

$i, j = 1$ для ТД, 2 – для ЛД. Угловые скобки означают усреднение по ФР ТД или ЛД. Для времени релаксации импульса в уравнении (2)

$$\langle \tau_i \rangle_{f_i} = 1 / (4/3\sqrt{\pi}) \int_0^{\infty} \exp(-x_i) \tau_i^{-1}(x_i) x_i^{3/2} dx_i;$$

для частоты рассеяния ($1/\tau$) в уравнении (3) и скорости рассеяния и передачи энергии в уравнении (2)

$$\langle \varphi \rangle = 2/\sqrt{\pi} \int_0^{\infty} \exp(-x_i) \varphi(x_i) x_i^{1/2} dx_i,$$

где $x_i = \mathcal{E}/k_B T_i$ и $\varphi = 1/\tau$ или $(d\mathcal{E}/dt)$. Левая часть уравнения (2) – скорость набора энергии, правая – скорость рассеяния и передачи энергии при внутри- и межподзонных переходах дырок. Учитывалось внутри- и межзонное рассеяние на оптических (O), акустических (A) колебаниях и примесях (I). При численном расчете использовались следующие параметры для p -Ge: $m_1 = 0,33m_0$, $m_2 = 0,042m_0$, скорость звука $u_1 = 5,4 \cdot 10^5$ см/с, плотность $\rho = 5,32$ г/см³, частота оптических колебаний $\omega_0 = 5,63 \cdot 10^{13}$ см⁻¹, диэлектрическая проницаемость $\kappa = 16$, константы деформационного потенциала $\Xi_A = 5,24$ эВ, $\Xi_0 = 10,21$ эВ ($D_i K = 1,06 \cdot 10^9$ эВ/см).

Результаты расчета в условиях циклотронного резонанса ТД представлены на рис.1. Как следовало ожидать, $T_1 > T_2$ и $p_2/p_{20} > 1$. При $\omega_{c1} = \omega_{p_{итр}}$ и $\omega_{c2} \gg \omega_{p_{итр}}$ скорость набора энергии ТД больше, чем ЛД примерно в $(m_2/m_1)(\omega_{c2}\tau_2)^2$ раз. Так как при ЦР ТД $\omega_{c1}\tau_1 \gg 1$, то тем более $\omega_{c2}\tau_2 \gg 1$. Поэтому, несмотря на сильный обмен энергией при межподзональном рассеянии, когда ТД "навязывают" свою температуру ЛД, все же $T_2 < T_1$. Так как $T_1 > T_2$ и $p_2/p_{20} > 1$, в области малых k (или малых значений \mathcal{E}_2 , \mathcal{E}_1 и $h\nu$, см. вставки к рис.1) появляется ИНД: $f_2(k) > f_1(k)$.

3. Усиление дальнего ИК излучения. Согласно [8], коэффициент поглощения света при прямых межподзонных переходах дырок равен

$$\alpha_{12} = \frac{e^2 \langle |e_\nu p_{12}|^2 \rangle_{\Omega} k}{\pi c m_0^2 n \nu (d\mathcal{E}_2/dk^2 - d\mathcal{E}_1/dk^2)} [f_1(\mathcal{E}_1) - f_2(\mathcal{E}_2)], \quad (6)$$

где e_ν – единичный вектор поля световой волны, p_{12} – матричный элемент оператора импульса. При малых k приближенно $|e_\nu p_{12}|^2 \simeq \hbar^2 k^2$ [8]. Тогда для коэффициента усиления при межподзонных прямых переходах дырок получим:

$$\alpha_{21} = B k^2 [f_2(\mathcal{E}_2) - f_1(\mathcal{E}_1)] / h\nu, \quad \mathcal{E}_2(k) - \mathcal{E}_1(k) = h\nu, \quad (7)$$

где B – численный коэффициент, который можно найти из сравнения теории и эксперимента для спектров поглощения света в p -Ge [9]: $B = 1,24 \cdot 10^{-17}$ эВ·см².

При расчете реального коэффициента усиления света α_{gain} необходимо учесть поглощение света на свободных горячих дырках при не прямых внутри- и межподзонных переходах ТД и ЛД с участием оптических и акустических колебаний и примесей. Коэффициент поглощения α_{O+A+I} был рассчитан во втором порядке теории возмущений с бoльцмановской ФР (1). Окончательно $\alpha_{gain} = \alpha_{21} - \alpha_{O+A+I}$. Результаты расчета представлены на рис.2. Как видно, усиление в длинноволновой области спектра ограничено поглощением света свободными дырками. Там же для сравнения показаны результаты расчета α_{gain} для случая постоянных скрещенных E и H полей, выполненного по схеме, аналогичной вышеописанной (подробнее см. в [7]). Для $E = 500$ В/см α_{gain} оказывается меньше, чем при ЦР ТД для тех же E и H полей. Это связано с тем, что для $E \perp H$ полей скорость набора энергии ТД больше, чем ЛД примерно в $(m_2/m_1)[(\omega_{c2}\tau_2)^2/(\omega_{c1}\tau_1)^2]$ раз. Это различие меньше, чем при ЦР в $(\omega_{c1}\tau_1)^2 \gg 1$ раз.

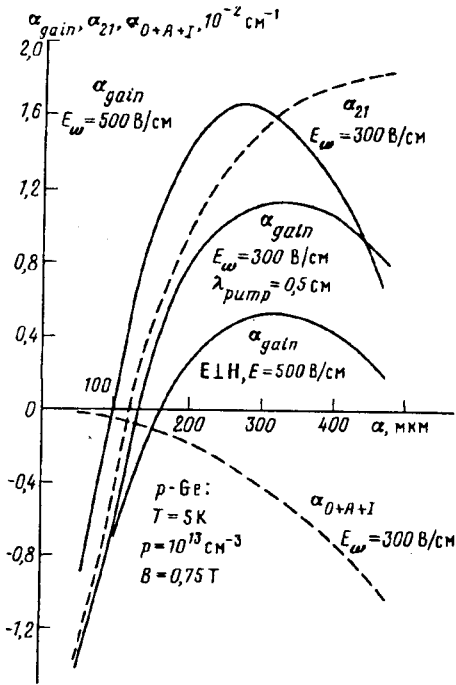


Рис.

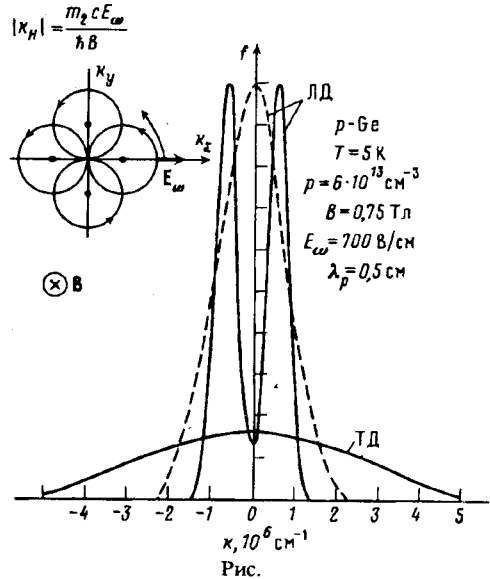


Рис.

Рис.2. Спектральная зависимость коэффициента усиления света при прямых межподзонных переходах дырок α_{21} , коэффициента поглощения света при не прямых переходах дырок с участием оптических (O) и акустических (A) колебаний решетки и примесей (I) α_{O+A+I} и коэффициента усиления $\alpha_{gain} = \alpha_{21} - \alpha_{O+A+I}$ для двух значений поля СВЧ-волны, а также постоянных скрещенных $E \perp H$ полей

Рис.3. Функции распределения горячих ТД и ЛД по импульсам $\hbar k$ в зависимости от волнового вектора, полученные методом Монте-Карло (сплошные линии) и из уравнений баланса мощности и числа частиц (пунктирная линия). На вставке показаны траектории циклотронного вращения ЛД в различные моменты времени в течение периода СВЧ-волны с круговой поляризацией, когда $\omega_{c1} = \omega_{pump}$ и $\omega_{c2} \gg \omega_{pump}$. Центр циклотронных орбит $k_{H2} = (cm_2/\hbar)E_\omega/H$ медленно меняет свое положение из-за поворота E_ω

4. Инверсия населенности и усиление излучения в методе Монте-Карло. Инверсия по уровням Ландау легких дырок. Более точно ФР горячих ТД и ЛД и α_{gain} могут быть получены при численном моделировании движения дырок в k -пространстве в постоянном магнитном поле и поле поляризованной по кругу СВЧ-волны накачки (методом Монте-Карло). Результаты представлены на рис.3. Там же для сравнения показаны больцмановская ФР ЛД, полученная из решения уравнения баланса (пунктирная линия). Если ФР ТД, найденные методом Монте-Карло и из уравнений баланса в пассивной области энергий $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$, отличаются слабо, то ФР ЛД для двух случаев качественно различны. При малых k появляется "провал" в ФР ЛД. Похожий провал был найден при моделировании движения ТД и ЛД в постоянных скрещенных E и H полях [10]. Он был объяснен выбросом ЛД в зону ТД при примесном рассеянии ЛД с малыми энергиями. Провал при ЦР ТД (более глубокий, чем при постоянных E и H полях) обусловлен как выбросом ЛД при примесном рассеянии в зону ТД, так и специфической динамикой движения дырок в поле поляризованной по кругу СВЧ-волны и постоянном магнитном поле.

Как видно из рис.3, после минимума ФР есть область k (или энергий \mathcal{E}), где $[f_2(k) - f_1(k)]$ больше, чем в случае больцмановской ФР ТД и ЛД. Так, согласно расчетам при $p = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $E_\omega = 700 \text{ В/см}$, $\lambda = 200 \text{ мкм}$, $\alpha_{gain} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ для больцмановской ФР (для этой концентрации дырок и $\lambda_{pump} = 0,5 \text{ см}$ максимальное значение $\alpha_{gain} = 6,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = 175 \text{ мкм}$ и $E_\omega = 600 \text{ В/см}$) и $\alpha_{gain} = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ при расчете ФР методом Монте-Карло.

ФР ЛД в области малых энергий оказывается инвертированной, что должно вызвать ИН ЛД по уровням Ландау. Число уровней Ландау при $H = 7,5 \text{ кэ}$, попадающих в область инверсии, примерно равно трем, а энергетический интервал между ними соответствует $\lambda = 600 \text{ мкм}$. Таким образом, возможно усиление излучения с $\lambda = 600 \text{ мкм}$. Отметим, что помимо примесного рассеяния инверсию по уровням Ландау может обеспечить и туннелирование дырок [11].

5. Возможность экспериментального получения стимулированного излучения. В постоянных скрещенных E и H полях в p -Ge при $T = 4,2 \text{ К}$ генерация при межподзонных переходах дырок возникает уже при $\alpha_{gain} \approx 0,007 \text{ см}^{-1}$ [12]. Поэтому и при концентрации дырок $p < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ возможно получение генерации при накачке СВЧ-волны. Важным является отсутствие контактов, которые являются источником потерь ДИКИ и затрудняют наблюдение генерации. Импульсная мощность СВЧ-волны накачки должна быть $P_{pump} > 100 \text{ Вт}$. Из-за сильного поглощения СВЧ-волны поперечное сечение образца не должно превышать значений $2 \times 2 \text{ см}$. Отметим, что с ростом p из-за примесного рассеяния усиление уменьшается. Так, согласно расчетам с помощью уравнений баланса (2) и (3), при $p = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\lambda_{pump} = 0,5 \text{ см}$ максимальное значение $\alpha_{gain} = 6,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (при $\lambda = 175 \text{ мкм}$ и $E_\omega = 600 \text{ В/см}$).

С ростом λ_{pump} α_{gain} падает. При $\lambda_{pump} = 1 \text{ см}$ ($H = 3,75 \text{ кэ}$) и $p = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ α_{gain} достигает значения $9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (при $\lambda = 300 \text{ мкм}$ и $E_\omega = 300 \text{ В/см}$). Нужно, однако, учесть, что расчет методом Монте-Карло, как было показано, даст большие значения α_{gain} .

Генерация при переходах ЛД между уровнями Ландау в постоянных $E \perp H$ полях была получена при $p = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($\lambda = 220...350 \text{ мкм}$) [5]. Поэтому возможно также получение стимулированного излучения и при СВЧ-накачке.

В заключение автор считает приятным долгом поблагодарить И.Л.Мисюченко и С.Н.Данилова за помощь при проведении численных расчетов.

-
1. А.А.Андронов, В.А.Козлов, Л.С.Мазов, В.Н.Шагин, Письма в ЖЭТФ **30**, 585 (1979).
 2. Л.Е.Воробьев, Ф.И.Осокин, В.И.Стафеев, В.Н.Тулупенко, Письма в ЖЭТФ **34**, 125 (1981).
 3. Л.Е.Воробьев, Ф.И.Осокин, В.И.Стафеев, В.Н.Тулупенко, Письма в ЖЭТФ **35**, 360 (1982).
 4. А.А.Андронов, И.В.Зверев, В.А.Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **40**, 69 (1984).
 5. *Optical and Quantum Electron.* **23**, №2 (1991). Special Issue on Far-infrared Semicond. Lasers.
 6. В.А.Козлов, Л.С.Мазов, И.М.Нефедов, Письма в ЖЭТФ **83**, 1794 (1982).
 7. Л.Е.Воробьев, С.Н.Данилов, Д.В.Донецкий и др., ФТП **27**, 146 (1993).
 8. E.O.Kane, *J. Phys. Chem. Sol.* **1**, 82 (1956).
 9. М.А.Васильева, Л.Е.Воробьев, В.И.Стафеев, ФТП **1**, 29 (1967).
 10. В.А.Козлов, Л.С.Мазов, И.М.Нефедов, Письма в ЖЭТФ **37**, 142 (1983).
 11. М.И.Дьяконов, В.И.Перель, Письма в ЖЭТФ **92**, 350 (1987).
 12. S.Komiyama and S.Kuroda. *Solid State Commun.* **59**, 167 (1986).