

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ И СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА МЕЖПОДЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ ГОРЯЧИХ ДЫРОК *p*-Ge

А.В.Муравьев, Ю.Н.Ноздрин, В.Н.Шастин

Обнаружены две области генерации стимулированного длинноволнового ИК излучения (СИ) горячими дырками *p*-Ge в скрещенных $E \perp H$ полях, переход между которыми сопровождается скачкообразной перестройкой частоты СИ, что объясняется квантованием Ландау легких дырок.

Обсуждение и расчеты характеристик СИ в длинноволновом ИК диапазоне ¹⁻⁴ на переходах между подзонами легких (*l*) и тяжелых (*h*) дырок Ge, когда инверсия населенностей формируется в $E \perp H$ полях благодаря неупругому рассеянию дырок на оптических фонанах ⁵, до сих пор проводилась без учета квантования состояний валентной зоны (см., например, ⁴⁻⁷). Такой подход позволил получить условия, требуемые для эффекта СИ, установить зависимости его основных характеристик (режима работы, энергетике, частоты) от значения полей, концентрации дырок, температуры, анизотропии зонной структуры и т. п.

Использовавшиеся теоретические представления справедливы лишь в том случае, когда энергии дрейфа дырок $\mathcal{E}_{l,h}^d = m_{l,h} c^2 E^2 / 2H^2$ значительно превышают энергии их циклотронного движения $\hbar \omega_{l,h}^c = \hbar e H / m_{l,h} c$, а эффект СИ имеет место на частотах $\omega \gg \omega_l^c$. В Ge эффект СИ наблюдался ¹⁻³ в полях $H \approx 4 \div 20$ кЭ, $E/H \approx 0,14 \div 0,18$ кВ/см·кЭ, при которых $\mathcal{E}_l^d \approx 3 \div 0,4 \hbar \omega_l^c$, и $\omega \gtrsim 3\omega_l^c$, поэтому квантование может быть существенно. Ниже приводятся экспериментальные результаты и расчеты, отражающие влияние квантования Ландау состояний легких дырок на характеристики СИ.

На рис. 1 показаны зависимости $\nu(H)$ частоты СИ ($\nu = \omega / 2\pi c$) из образцов *p*-Ge, имевших форму прямоугольного параллелепипеда и сочетавших в себе и активную среду и резонатор на полном внутреннем отражении. Измерения проводились по циклотронному резонансу на электронах проводимости *n*-InSb с разрешением $\Delta\nu / \nu \approx 0,1$. Характерным является наличие скачка при перестройке частоты СИ, что впервые наблюдалось в ³. Отметим, что резонатор неселективен и частота СИ должна соответствовать максимуму спектральной зависимости коэффициента усиления.

Зона генерации по E и H полям (рис. 2) состоит из двух областей, причем скачкообразное изменение частоты соответствует переходу между ними. С увеличением степени легирования *p*-Ge ($N_A > 0,8 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $N_A \gg N_D$) и при уменьшении коэффициента усиления из-за разбюстировки полей, уменьшения добротности резонатора и т. д. области разделялись, а при $N_A > 10^{14}$ см⁻³ низкочастотная область СИ пропадала.

Скачок частоты и обнаруженная структура зоны генерации СИ объясняются квантованием Ландау легких дырок. На рис. 3 показана зависимость сечения усиления на *l*–*h* переходах от частоты $\sigma_{lh}(\nu)$, полученная (следуя ⁸) в рамках упрощенных модельных представлений, при которых, в частности, подзоны легких и тяжелых дырок считались изотропными и независимыми с массами $m_l = 0,042 m_0$, $m_h = 0,35 m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, а спиновым расщеплением пренебрегалось. Характер получаемой зависимости можно наглядно объяснить на основе квазиклассических представлений о квантовании, согласно которым состояния легких дырок группируются в трубки Ландау (вставка на рис. 3). Локальные максимумы $\sigma_{lh}(\nu)$ возникают благодаря топологическим особенностям пересечения (касания) трубок Ландау с изоэнергетическими поверхностями состояний легких дырок (сферами) соответствующими прямым оптическим *l*–*h* переходам на частоте ν . Хотя эти максимумы выражены слабо, они существенны для характеристик СИ из-за малого превышения усиления на *l*–*h* переходах $\alpha_{lh} = N_A \sigma_{lh}$ над потерями β и экспоненциального характера развития процесса.

Частота СИ определяется локальным частотным максимумом σ_{lh} с наибольшим значением $\alpha_{\Sigma} = \alpha_{lh} - \beta$. С одной стороны изменение E и H приводит к изменению соотношения максимумов $\sigma_{lh}(\nu)$, что связано с зависимостью от них относительной заселенности трубок, а с другой стороны с увеличением полей возрастает сечение поглощения ИК излучения на внутривозонных переходах тяжелых дырок при их рассеянии на оптических фононах $\sigma_{hh} \sim \nu^{-2}$. В результате с ростом E и H полей возможна смена доминирующего локального максимума на более высокочастотный, что и дает наблюдаемые скачкообразные изменения. Наибольшая заселенность нулевой и первой трубок Ландау $n=0; 1$ делает их основными. Непрерывные линии рис. 1 — это получаемые из квазиклассических представлений о квантовании возможные зависимости $\nu(H)$ в p -Ge для переходов с этих трубок. Пунктирная линия — результат классического расчета $\nu(H)$ методом Монте-Карло ($N_A = p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $E/H = 0,14 \text{ кВ/см} \cdot \text{кЭ}$).

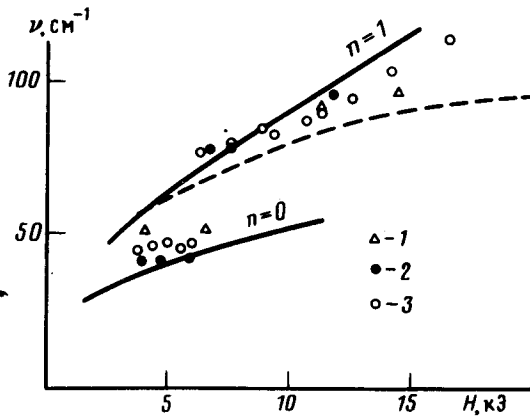


Рис. 1

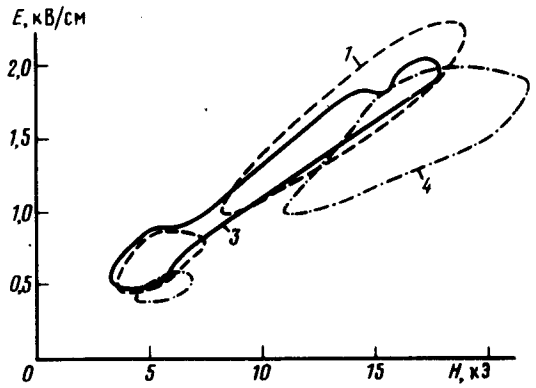


Рис. 2

Рис. 1. Перестройка частоты СИ, полученная на образцах p -Ge: 1 — $N_A \approx 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, размерами $50 \times 5 \times 4 \text{ мм}^3$; 2 — $N_A \approx 4,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $60 \times 5 \times 4 \text{ мм}^3$; 3 — $N_A \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $125 \times 7 \times 5 \text{ мм}^3$. Пунктирная и непрерывная линии — результаты классического и квантового расчетов, $E/H = 0,14 \text{ кВ/см} \cdot \text{кЭ}$

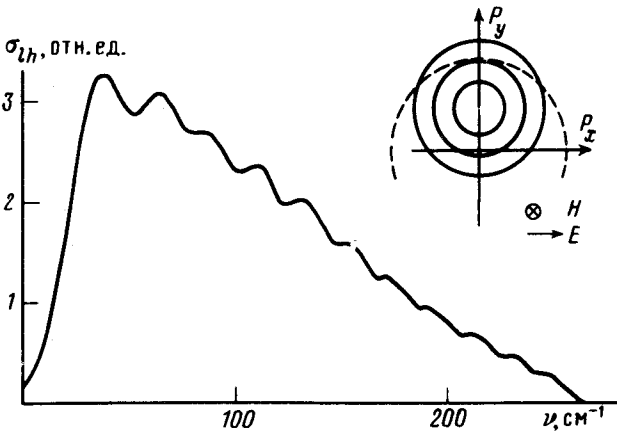


Рис. 3

Рис. 2. Зона генерации СИ образцов 1, 3 (см. рис. 1) и 4 — $N_A \approx 9,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $50 \times 6 \times 3 \text{ мм}^3$. E — приложенное поле. Данные для образца 4 отражают роль коллового поля и легирования. Разогрев решетки охлаждаемых жидким гелием образцов p -Ge не превышал температур $T = 10 \div 15 \text{ К}$

Рис. 3. Характерная спектральная зависимость сечения усиления на $l-h$ переходах, $H = 7 \text{ кЭ}$, $E/H = 0,14 \text{ кВ/см} \cdot \text{кЭ}$, $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T = 10 \text{ К}$

Согласно экспериментальным данным в полях $H < 6 \text{ кЭ}$ основным является переход с нулевой, а в полях $H > 6 \text{ кЭ}$ — с первой трубки Ландау. Переключение трубок наблюдается в полях, при которых трубка с $n = 1$ пересекает область малых кинематических импульсов, где рассеяние на примесях наиболее сильно и кроме того возможно туннелирование между подзонами⁹, что уменьшает ее заселенность и также способствует смене доминирующего частотного максимума.

Таким образом для объяснения наблюдаемых характеристик СИ и проведения теоретических расчетов необходимо учитывать квантование состояний легких дырок.

Авторы признательны А.А.Андронову за обсуждение полученных результатов и С.А.Павлову за сотрудничество в эксперименте.

Литература

1. Андронов А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, 69.
2. Андронов А.А. и др. Письма в ЖТФ, 1985, **11**, 1000.
3. Kotiyama S., Iizuka N., Akasaka Y. Appl. Phys. Lett., 1985, **47**, 958.
4. Andronov A.A. et al. Physica, 1985, **134B**, 210.
5. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шастин В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 585.
6. Воробьев Л.Е. и др. ФТП, 1985, **19**, 1176.
7. Пожела Ю.К., Стариков Е.В., Шихторов П.Н. Лит. физ. сб., 1985, **25**, 7.
8. Аронов А.Г. ФТТ, 1963, **5**, 552.
9. Горбовицкий Б.М. ФТП, 1984, **18**, 704.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 февраля 1986г.