

ОБНАРУЖЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ДЛИННОВОЛНОВОГО ИК ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧИМИ ДЫРКАМИ В ГЕРМАНИИ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Л.Е.Воробьев, Ф.И.Осокин, В.И.Стафеев,
В.Н.Тулупенко

Обнаружена генерация дальнего ($\lambda \approx 100$ мкм) ИК излучения горячими дырками в p -Ge в скрещенных E и H полях при $T = 10$ и $T = 80$ К. Зависимость интенсивности излучения от значения полей носит пороговый характер.

В работе ¹ экспериментально показано, что при сильном низкотемпературном рассеянии горячих дырок на оптических фонах в скрещенных электрическом (E) и магнитном (H) полях в p -Ge функция распределения (ФР) легких дырок (ЛД) $f(\epsilon_2)$ становится инверсной относительно ФР тяжелых дырок (ТД) $f(\epsilon_1)$, что открывает возможность усиления и генерации длинноволнового ИК излучения ($\lambda > 60$ мкм). Физическая причина инверсии ФР заключается в накоплении дырок в ловушке зоны ЛД ^{2,3}. Для получения генерации излучения образец p -Ge с концентрацией примесей $N_{\Pi} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ был помещен в оптический резонатор (условно изображен на вставке к рис. 1). Одно из зеркал резонатора (выходное) имело эффективный коэффициент отражения $R_{\text{эфф}} \approx 96 \div 98\%$, а другое $R = 100\%$. Вакуумный промежуток $d = 50$ мкм играл роль селектора продольных мод. Поэтому генерация была возможна только вблизи $\lambda \approx 100$ мкм. Более короткие длины волн ($\lambda = 2d/m$, $m = 2, 3, \dots$) не могли генерироваться, так как согласно ¹ достаточная величина инверсии $f(\epsilon_2) > f(\epsilon_1)$, необходимая для генерации, достигается для $\lambda > 60$ мкм. В качестве фотоприемника использовался $\text{Ge} < \text{Ga} >$ при $T = 4,2$ К. Область спектральной чувствительности фотоприемника вместе с системой фильтров из кварца, фторопласта и охлажденного до $T = 4,2$ К черного полиэтилена лежит в диапазоне $\lambda \approx 80 \dots 120$ мкм с максимумом $\lambda \approx 100$ мкм. Излучение из кристалла p -Ge, находившегося в вакуумном криостате и охлажденного до $T = 10$ или 80 К, подводилось к фотоприемнику световодом и регистрировалось на экране осциллографа. Длительность импульсов сильного E поля $\approx 0,5 \div 0,8$ мкс. Зависимость интенсивности излучения I от E при $H = 22,5$ кЭ, $T = 10$ и 80 К представлена на рис. 1. Оцененная интенсивность излучения \sim мВт. Из-за сложной формы образца (в виде двутавра) полное поле E определено приближенно. Отметим ряд особенностей, указывающих на возникновение генерации вынужденного излучения. Прежде всего без оптического резонатора наблюдалось слабое (на $1,5 \div 2$ порядка меньше) интегральное спонтанное $I_{\text{сп}}$ излучение, которое в случае $N_{\Pi} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ не имело пороговой зависимости от электрического поля, плавно нарастало с E и практически не было заметно при $H = 0$. Длинноволновое спонтанное излучение из p -Ge с меньшей концентрацией дырок и N_{Π} в скрещенных E и H полях при $T_0 \leq 4,2$ К было обнаружено в ⁴⁻⁶. В нашем случае N_{Π} , E и H больше, чем в ^{4,5} поэтому зависимость $I_{\text{сп}}(E)$ и $I_{\text{сп}}(H)$ носит более плавный характер, что качественно совпадает с результатами ⁶. Спонтанное излучение при помещении кристалла p -Ge в резонатор не удалось обнаружить из-за малой величины пропускания выходного зеркала резонатора $T = 1 - R_{\text{эфф}} \approx 2 \div 4\%$. Следует отметить пороговый характер зависимости I от поля при помещении кристалла p -Ge в резонатор. Генерация наблюдалась в полях, при которых возникает значительная инверсия $f(\epsilon_2) > f(\epsilon_1)$ ¹. Пороговое поле близко к значению, удовлетворяющему соотношению: $p_{1H} \approx p_{10}$, где: $p_{1H} = m_1^* cE/H$, $p_{10} = \sqrt{2m_1^* \epsilon_0}$, ϵ_0 – энергия оптического фона. При $p_{1H} \geq p_{10}$ ловушка в зоне ТД перестает существовать, в то время как в зоне ЛД главная траектория ² замкнута ($p_{2H} < p_{20}/2$) и ловушка в этой зоне занимает значительную область фазового пространства в пассивной области $\epsilon_2 < \epsilon_0$ ¹⁻³. С ростом E интенсив-

ность излучения возрастает, так как растет инверсия ФР и коэффициент усиления a_{12} (см. рис. 3), что физически связано с увеличением частоты рассеяния ТД ν_{10} , определяемой временем пролета до границы активной области $p_{10}(\nu_{10} \approx (\omega_{c1} / 2\pi) [\pi / \arctg(p_{10} / \sqrt{4p_{1H}^2 - p_{10}^2})])$ и, следовательно, большим заселением ловушки зоне ЛД. При концентрациях примесей $N_{II} \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ основным механизмом рассеяния для $\epsilon_2 > \epsilon_0$, определяющим степень заполнения ловушки в зоне ЛД, является примесное рассеяние, не зависящее от T .

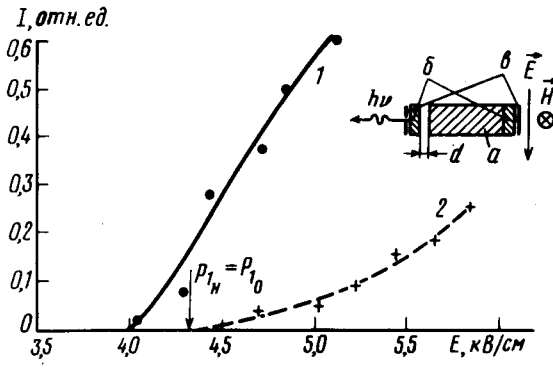


Рис.1

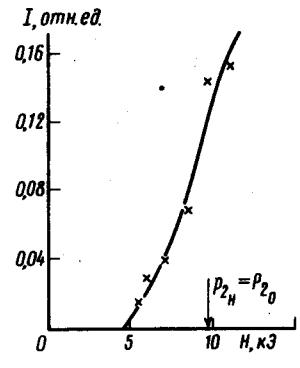


Рис.2

Рис.1. Зависимость интенсивности излучения при генерации с $\lambda \approx 100$ мкм от электрического поля E : $H = 22,5$ кЭ; 1 - $T = 10$ К, 2 - $T = 80$ К. На вставке схематично изображена конструкция резонатора: а - р-Ge, б - высокоомный Ge, в - Au

Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения $\lambda \approx 100$ мкм от магнитного поля H : $T = 80$ К, $E = 5,4$ кВ/см

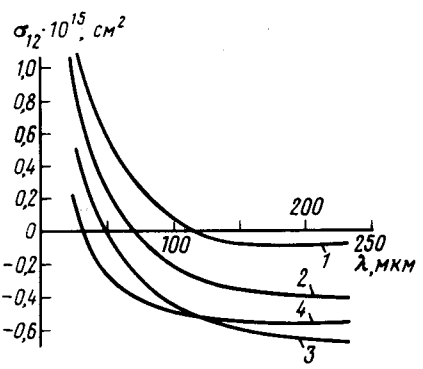


Рис. 3. Спектральная зависимость сечения поглощения ИК излучения горячими дырками для переходов между зонами ЛД и ТД в скрещенных электрическом и магнитном полях: $T = 18$ К, $H = 23$ кЭ; 1 - $E = 2,14$; 2 - $E = 4,3$; 3 - $E = 5,3$; 4 - $E = 6,4$ кВ/см

Поэтому не удивительным является обнаружение генерации при $T = 80$ К. Как показали эксперименты, аналогичные проведенным в ¹, при $T = 80$ К ФР также становится инверсной, хотя величина $f(\epsilon_2)/f(\epsilon_1)$ меньше в аналогичных полях. Основной причиной уменьшения $f(\epsilon_2)/f(\epsilon_1)$ является увеличение вклада в рассеяние в пассивной области акустических фононов, который растет с ростом T . Поэтому интенсивность излучения меньше, а пороговое поле генерации при $T = 80$ К выше, чем при $T = 10$ К. Другой причиной увеличения порогового поля является рост коэффициента поглощения на колебаниях решетки (a_p) и внутризонного поглощения на ЛД и ТД ($a_{11} + a_{22}$). На рис. 2 приведена зависимость I от H . В слабых полях H , когда $p_{2H} > p_{20}$, ловушки в зоне ЛД нет, инверсия невозможна и генерация отсутствует. С увеличением H и появлением ловушки ($p_{2H} \leq p_{20}$) возникает генерация. При увеличении H возрастает фазовый объем ловушки и частота ν_{10} , что обуславливает возрастание инверсии и увеличение интенсивности излучения. Пока не находит объяснения размытие порога генерации в области меньших полей H . Для возникновения генерации

вынужденного излучения необходимо выполнение условия

$$\alpha_{12} \geq \alpha_p + (\alpha_{11} + \alpha_{22}) + (1/2L) \ln R_{\text{эфф}}. \quad (1)$$

Последний член (1) учитывает потери на излучение (L — расстояние между зеркалами). Дифракционные потери на зеркалах в нашем случае много меньше потерь при отражении. Двухфононное поглощение в $\text{Ge}(\alpha_p)$ вблизи $\lambda \approx 100$ мкм разрешено для комбинации $TO(X) - LA(X)$ и $LA(L) - TA(L)$, и при $T = 10\text{К}$, согласно оценкам не должно превышать $\alpha_p \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-1}$. По экспериментальным данным⁷ при $T = 1,5\text{К}$ и $\lambda = 100$ мкм $\alpha_p < 0,2 \text{см}^{-1}$. Согласно расчету с учетом акустического и примесного рассеяния при $T = 10\text{К}$, $E \approx 4 \text{кВ/см}$ и $N_{\text{п}} \approx 10^{15} \text{см}^{-3}$ — $\alpha_{11} + \alpha_{22} \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{см}^{-1}$. Величина $(1/2L) \ln R_{\text{эфф}} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-1}$ при $L = 2 \text{см}$. Следуя⁸, можно рассчитать $\sigma_{12}(\lambda)$ (рис. 3), используя $f(\epsilon_1)$ и $f(\epsilon_2)$ из¹. Как видно, при относительно небольших концентрациях дырок условие генерации (1) может быть легко выполнено, причем условия генерации в более длинноволновой области ($\lambda > 200$ мкм) более благоприятны.

Авторы признательны И.Б.Левинсону за полезные замечания.

Литература

1. Воробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И., Тулупенко В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 125.
2. Восилюс И.И., Левинсон И.Б. ЖЭТФ, 1966, 50, 1660; 1967, 52, 1013; Восилюс И.И. ФТТ, 1969, 11, 924.
3. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С., Шастин В.И. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 585.
4. Иванов Ю.Л. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 539.
5. Kотiyama S. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 271.
6. Гавриленко В.И., Мурзин В.Н., Стоклицкий С.А., Чеботарев А.П. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 81.
7. Loewenstein E.V., Smith D.R. Morgan R.L. Appl. Optics, 1973, 12, 398.
8. Kane E.O. J. Phys., Chem. Solids, 1956, 1, 82.