

Усиление излучения дальнего инфракрасного диапазона горячими дырками в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях

© Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Ю.В. Кочегаров, В.Н. Тулупенко*, Д.А. Фирсов

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

* Донбасская государственная машиностроительная академия,
343916 Краматорск, Украина

(Получена 13 января 1997 г. Принята к печати 25 февраля 1997 г.)

Приведены результаты прямых измерений коэффициента усиления поляризованного и неполяризованного длинноволнового инфракрасного излучения горячими дырками в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях в конфигурациях Фогта и Фарадея. Проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами коэффициента усиления.

Введение

Исследованиям лазеров дальнего инфракрасного (ИК) излучения на межподзонных переходах горячих дырок в германии посвящено, начиная с 1982 г., когда было впервые обнаружено стимулированное излучение, много работ [1]. Интерес к таким лазерам и их использованию не ослабевает и в последние годы со стороны как российских, так и зарубежных научных групп. Однако до настоящего времени величина коэффициента усиления g излучения¹ не была измерена прямым методом. Расчеты разных авторов величины g для длины волны света в районе $\lambda = 100$ мкм в электрическом поле $E = 2$ кВ/см, магнитном $B = 2$ Тл при концентрации дырок $N_p = 10^{14}$ см⁻³, температуре $T = 20$ К дают приблизительно величину сечения усиления $\sigma_{amp} = g/N_p = -(5 \div 6) \cdot 10^{-16}$ см² [1]. В работе [2] приведено расчетное значение $\sigma_{amp} \approx -2 \cdot 10^{-15}$ см². Имеется лишь одна экспериментальная работа [3]², где в конфигурации полей Фарадея ($\chi \parallel B$, χ — волновой вектор света) при $T = 4.2$ К экспериментально, по кинетике нарастания интенсивности стимулированного излучения, был определен коэффициент усиления для образцов с концентрацией дырок $N_p \approx 4.5 \cdot 10^{13}$ и $1.7 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Согласно [3], он оказался равным соответственно $g = -7.4 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ при $E = 1.2$ кВ/см, $B = 0.77$ Тл и $g = -2.7 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹ при $E = 1.6$ кВ/см, $B = 1.14$ Тл (сечения усиления $\sigma_{amp} \approx -1.64 \cdot 10^{-16}$ и $-1.59 \cdot 10^{-16}$ см²). Эти значения ниже расчетных.

В работах [5–7] сообщалось о большей интенсивности излучения и расширении области генерации лазера в конфигурации полей Фогта ($\chi \perp B$) по сравнению с конфигурацией Фарадея. Однако коэффициенты усиления

света для обеих этих конфигураций также не были определены.

Цель настоящей работы — прямое (по усилению излучения дальнего ИК диапазона) определение коэффициентов усиления света горячими дырками в германии в полях $E \perp B$ для геометрий Фогта и Фарадея.

Схема переходов дырок, определяющих усиление света, показана на рис. 1. В скрещенных электрическом и магнитном полях в ограниченной области значений E и B возможно появление инверсии населенности горячих дырок [1]. В этих условиях коэффициент усиления света при низких температурах решетки, когда можно пренебречь поглощением света колебаниями решетки

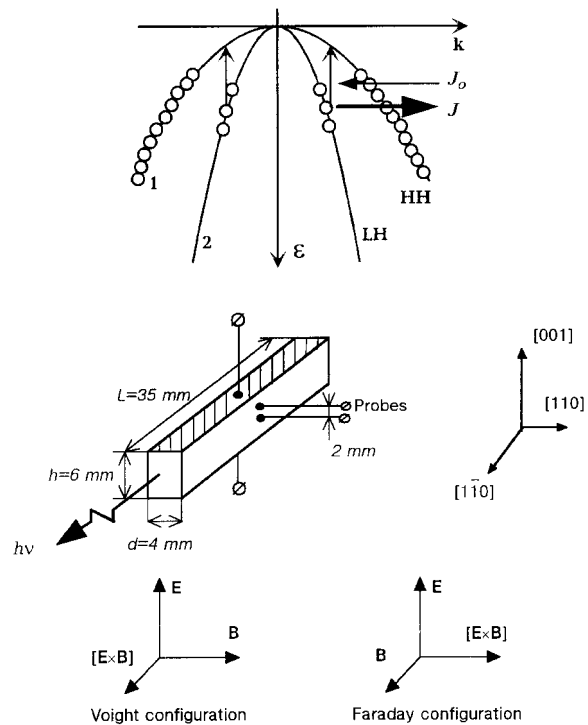


Рис. 1. а — схема переходов дырок между подзонами при усилении света. б — форма и размеры образца, кристаллографические направления и направления полей в конфигурациях Фогта и Фарадея.

¹ Величина g может быть как отрицательной, так и положительной. Если $g < 0$, то g будем называть коэффициентом усиления, если $g > 0$ — коэффициентом поглощения.

² В работе [4] также измерен коэффициент усиления излучения с длиной волны в районе 300 мкм горячими дырками в германии в скрещенных полях E и B в геометрии Фарадея. Однако там усиление было связано с переходами горячих дырок между уровнями Ландау легких дырок. Этот механизм усиления и генерации был исследован ранее [1] и не является предметом изучения в настоящей работе.

при многофоновых процессах, равен

$$g = \alpha_{21} + \alpha_{\text{indir}}, \quad (1)$$

где α_{21} — поглощение (при $\alpha_{21} > 0$) или усиление (при $\alpha_{21} < 0$) излучения при прямых переходах между подзонами легких (ЛД, 2) и тяжелых (ТД, 1) дырок, а α_{indir} — коэффициент поглощения света при непрямых внутри- и межподзонных переходах горячих дырок с участием акустических и оптических фононов и примесей. Величины α_{21} и α_{indir} являются функциями E и B .

Образцы и методика эксперимента

Использовались образцы германия с концентрацией дырок $N_p \approx 2.5 \cdot 10^{14}$ и $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Форма и размеры образцов показаны на рис. 1. В геометрии Фогта напряженность электрического поля определялась по падению напряжения между зондами в середине образца. Расстояние между зондами было равно 2 мм. Измеренная таким образом напряженность поля в средней части образца оказалось примерно в 1.6 раз меньше, чем величина U/h , где U — приложенное к образцу напряжение. Длительность импульса электрического поля составляла $\Delta t = 1.8$ мкс.

Коэффициент усиления измерялся следующим образом. Излучение от лазера дальнего ИК диапазона на горячих дырках с длиной волны примерно $\lambda \approx 92$ мкм проходило через диафрагму с размерами, меньшими чем площадь грани, на которую падало излучение. Тем самым исключалось влияние геометрических размеров кристалла на измерение g . Для исключения влияния многократных отражений и других нежелательных явлений грани образца, через которые входило и выходило излучение, были непараллельными в пределах 3° . Интенсивность J излучения, прошедшего через образец, сравнивалось с интенсивностью J_0 излучения, прошедшего через тонкую пластину (толщина пластины $l \ll L$) высокоомного германия. Отношение интенсивностей

$$J/J_0 \approx \exp(-gL). \quad (2)$$

Результаты и их обсуждение

Экспериментальные результаты в виде зависимости коэффициента усиления на длине волны 92 мкм от электрического поля для геометрий Фарадея и Фогта представлены на рис. 2, 3, 4.

Прежде всего отметим, что отношение коэффициентов усиления для двух образцов с разной концентрацией примерно равно отношению концентраций (рис. 2). Для конфигурации Фарадея при $B = 2$ Тл сечение усиления достигает значений $\sigma_{\text{amp}} = -1.9 \cdot 10^{-16}$ и $-2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ для образцов соответственно с большей и меньшей концентрацией. Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что коэффициент усиления в максимуме величины $|g|$ для конфигурации Фогта примерно в 3 раза больше, чем для

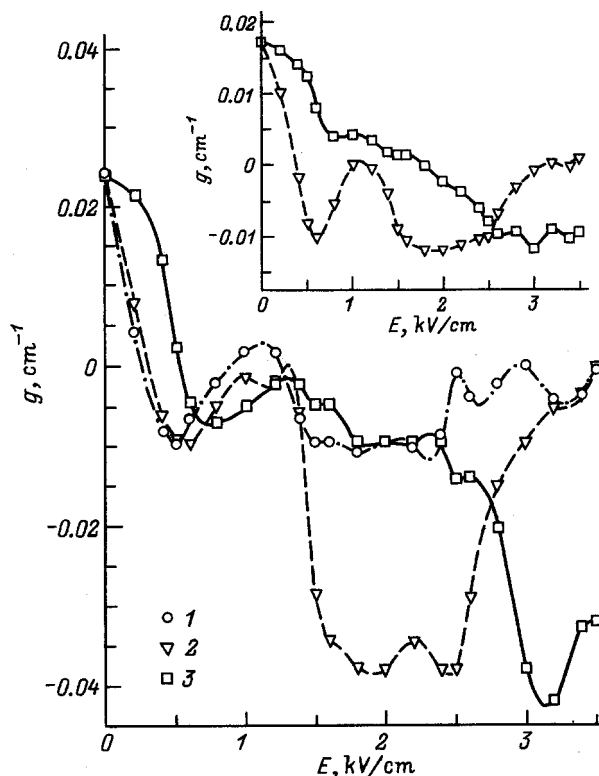


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления g (поглощения при $g > 0$) неполяризованного излучения от электрического поля для образца с концентрацией дырок $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2$ К в конфигурации Фарадея. В, Тл: 1 — 0.6, 2 — 1.5, 3 — 2. На вставке — то же, но для образца с концентрацией дырок $N_p = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

конфигурации Фарадея. При $B = 2.3$ Тл и $E = 3.4$ кВ/см величина g в конфигурации Фогта достигает значения $g = -0.12 \text{ см}^{-1}$ (или $\sigma_{\text{amp}} = -4.8 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$).

В работе [8] для образца с $N_p \approx 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ были найдены области E и B , в которых возможна генерация излучения. Если считать, что генерация возникает при $|g| > 0.02 \text{ см}^{-1}$, то границы $g(E)$ для этого значения g коррелируют с областями генерации излучения (прямой зависимости нет, так как длина волны генерации слабо смещается с изменением E и B). Максимум зависимости $|g(E)|$ с ростом B смещается в область больших E , что согласуется и с расчетом. В максимуме отношение E/B примерно равно $1.5 \div 1.7 \text{ кВ/Тл} \cdot \text{см}$. Это означает, что в полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ при $\mu_2 B/c > 1$ (μ_2 — подвижность ЛД) радиус-вектор центра циклотронных траекторий легких дырок $p_{B2} = m_2 c E/B$ составляет $0.7 \div 0.8$ от величины $p_{02}/2$ (p_{02} — величина импульса ЛД, соответствующая энергии оптического фотона $\varepsilon_{\text{ph}} = p_{02}^2/2m_2$). Таким образом, центр траекторий ЛД находится внутри пассивной области для ЛД ($\varepsilon_2 < \varepsilon_{\text{ph}}$), в то время как центр траекторий ТД при том же отношении $E/B = 1.5 \div 1.7 \text{ кВ/Тл} \cdot \text{см}$ находится вблизи границы пассивной и активной областей $\varepsilon_1 = \varepsilon_{\text{ph}}$.

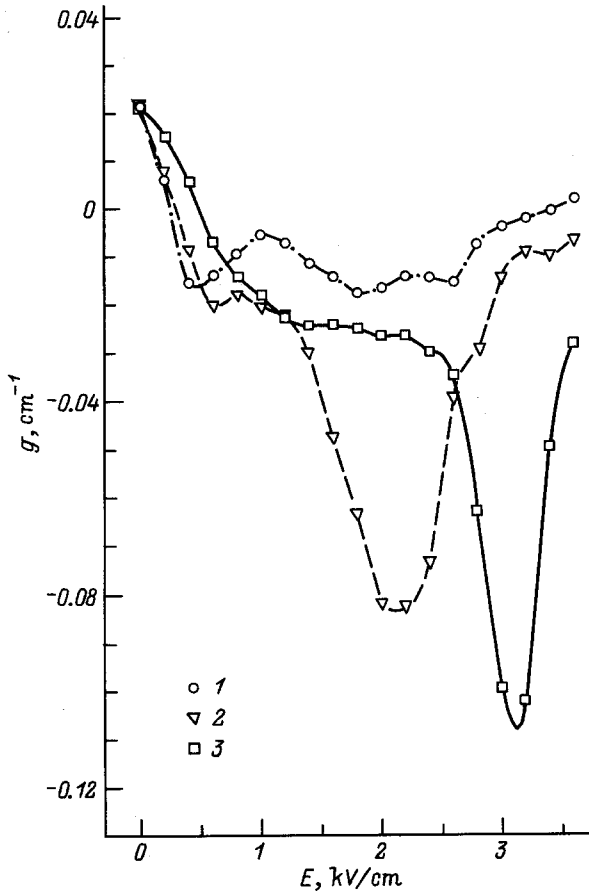


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления g (поглощения при $g > 0$) поляризованного излучения ($\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{B}$) от электрического поля для образца с концентрацией дырок $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ в конфигурации Фогта. В. Тл. 1 — 0.6, 2 — 1.5, 3 — 2.

На рис. 5 представлены результаты расчета зависимости $g(E)$ (1). Согласно [9–11],

$$\alpha_{21} = \frac{e^2}{\pi c m_0^2 n \omega} \int_{\mathbf{k}} |\mathbf{e}_\omega \mathbf{p}_{21}|^2 [f_2(\mathbf{k}) - f_1(\mathbf{k})] \times \delta[\varepsilon_2(\mathbf{k}) - \varepsilon_1(\mathbf{k}) - \hbar\omega] d\mathbf{k}, \quad (3)$$

где m_0 — масса свободного электрона, n — показатель преломления, $f_2(\mathbf{k})$, $f_1(\mathbf{k})$ — функции распределения горячих легких и тяжелых дырок по импульсам $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ (при $f_2(\mathbf{k}) > f_1(\mathbf{k})$ $\alpha_{21} < 0$ и возможно усиление света), которые с целью упрощения расчетов будем считать смещенными бальцмановскими, \mathbf{e}_ω — единичный вектор в направлении электрического поля электромагнитной волны, \mathbf{p}_{21} — матричный элемент оператора импульса. Дрейфовые скорости, температуры и концентрации ТД и ЛД в полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ можно найти из уравнений баланса импульса, мощности и числа частиц (более подробно см. об этом в [8]).

Коэффициент поглощения при не прямых переходах α_{indir} был найден с использованием 2-го порядка теории

возмущений. Учитывалось рассеяние на акустических и оптических фононах и примесях. Результаты расчета g без учета анизотропии функций распределения ТД и ЛД в электрическом поле представлены на рис. 5. Точками показаны результаты расчета по формуле (3), когда $f_1(\varepsilon)$ и $f_2(\varepsilon)$ находились экспериментально. Отметим хорошее согласие α_{21} , найденного с помощью такого грубого приближения, как аппроксимации функций распределения ЛД и ТД смещенными бальцмановскими, и определенного с помощью экспериментально найденных функций распределения для ЛД и ТД.

Расчитанная зависимость $g(E)$ по форме похожа на экспериментально определенную. Уменьшение $|g|$ при больших E связано с ростом α_{indir} главным образом благодаря непрямым внутризонным переходам ТД с испусканием оптических фононов. Для этого вида поглощения света $\alpha_{\text{indir}} \sim \exp\{-(\varepsilon_{\text{ph}} - \hbar\nu)/k_B T_1\}$ и быстро растет с ростом температуры T_1 , так как в интересующей нас области полей E и B $k_B T_1 \ll \varepsilon_{\text{ph}}$ [8]. В области меньших полей $|g|$ мал из-за недостаточной величины инверсии населенности дырок (т.е. малого значения $|\alpha_{21}|$).

Как следует из сравнения данных, представленных на рис. 3 и 4, коэффициент усиления зависит от поляризации света. Вероятность прямых переходов

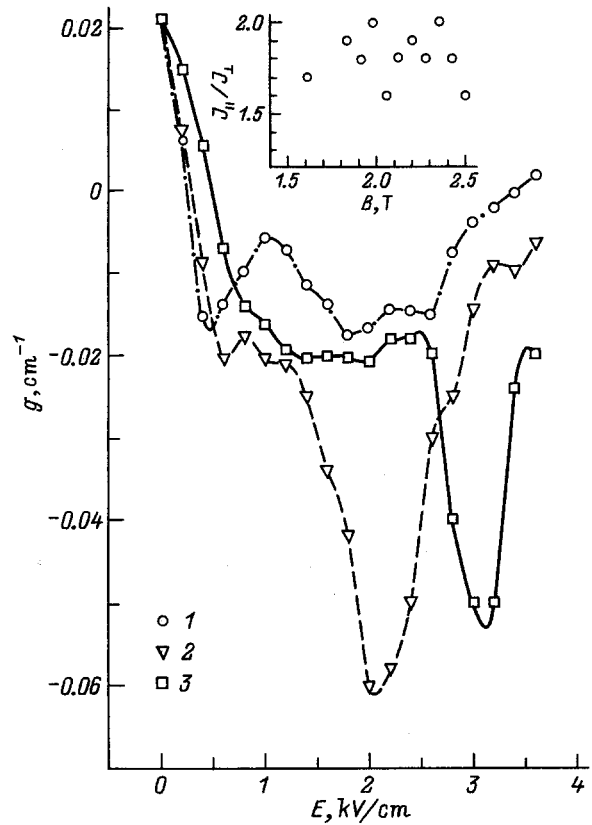


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для поляризации света $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{E}$. На вставке — отношение интенсивностей излучения лазера в зависимости от величины магнитного поля в конфигурации Фогта для двух поляризаций $J_{\parallel}(\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{B})$ и $J_{\perp}(\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{E})$; $E = 2.5 \text{ кВ/см}$.

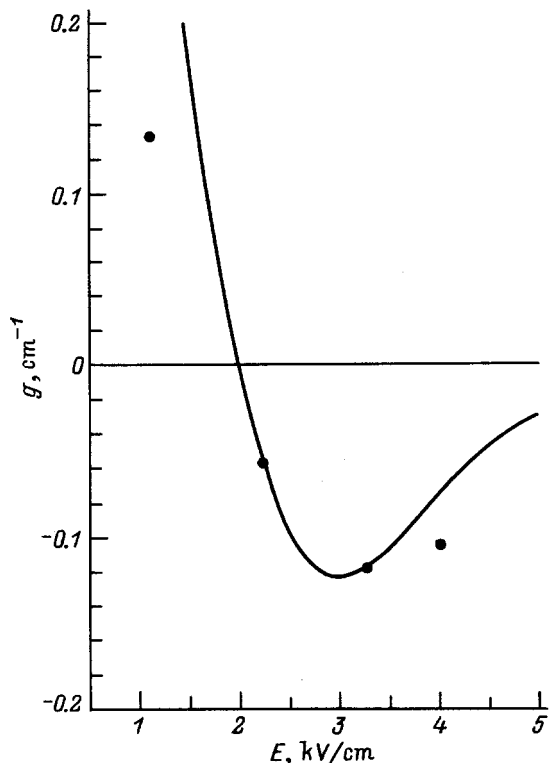


Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления g (поглощения при $g > 0$) неполяризованного излучения с длиной волны $\lambda \approx 100$ мкм от электрического поля. Сплошная линия — расчет для $T = 4.2$ К, $N_p = 2.5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_I = N_A + N_D = 5 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. $B = 2.2$ Тл. Точки — значения g , полученные с использованием экспериментально найденных функций распределения горячих тяжелых и легких дырок.

$2 \rightarrow 1$ $w_{21} \sim \sin^2(\hat{\mathbf{k}}\mathbf{e}_\omega)$ [10]. Поэтому, если функции распределения ТД и ЛД анизотропны (при низких температурах в сильном поле дрейфовая скорость дырок сравнима с тепловой), то w_{21} зависит от направления \mathbf{e}_ω по отношению к направлениям \mathbf{E} и \mathbf{B} . Выражение для дрейфового импульса ТД и ЛД $\mathbf{v}_{\text{idr}}(\mathbf{E}, \mathbf{B})$ приведено в [8]. Кроме того, для процессов поглощения света с участием фононов и примесей основной вклад дают внутрizonные переходы тяжелых дырок. В этом случае $\alpha_{\text{indir}} \sim [\mathbf{e}_\omega(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_0)]^2$, где \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_f — начальное и конечное состояния дырки. После испускания оптического фонона $\mathbf{k}_f \approx 0$ и $\alpha_{\text{indir}} \sim \mathbf{e}_\omega \cdot \mathbf{k}_0$, где $\hbar k_0 \approx p_{01}$ (p_{01} — величина импульса ТД, соответствующая энергии оптического фонона). В случае почти бесстолкновительного движения ТД в пассивной области в полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ волновой вектор \mathbf{k}_0 почти параллелен \mathbf{E} , поэтому поглощение должно быть резко анизотропным: α_{indir} для $\mathbf{e}_\omega \perp \mathbf{k}_0$ (или для геометрии Фогта $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{B}$) должно быть меньше, чем для $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{k}_0$ (или $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{E}$). Такая анизотропия поглощения света горячими дырками при не прямых переходах уже ранее отмечалась в работе [11]. В наших образцах при концентрации примесей $N_I \equiv N_A + N_D \approx 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ (N_A , N_D — концентрации доноров и акцепторов) движение ТД

в пассивной области не является бесстолкновительным. Однако анизотропия функции распределения тяжелых дырок согласно экспериментальным данным [12,13] отчетливо выражена.

Результаты расчета $g(h\nu)$ с учетом анизотропии функций распределения ЛД и ТД представлены на рис. 6. Как видно, в длинноволновой области основной вклад в анизотропию g дает анизотропия коэффициента поглощения света при не прямых переходах α_{indir} . Наши расчеты с упрощенной функцией распределения ТД и ЛД дают примерно те же результаты, что и расчеты с анизотропной функцией распределения, найденной методом Монте-Карло [14].

Как следует из экспериментальных данных (рис. 3,4) и из расчетов (рис. 6), для конфигурации Фогта коэффициент усиления света g с длиной волны в районе $\lambda = 100$ мкм для поляризации $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{B}$ выше, чем для поляризации $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{E}$. Поэтому следует ожидать, что интенсивность излучения света двух поляризаций будет разной, что также было подтверждено экспериментально (см. вставку к рис. 4). В отличие от работы [6] в наших

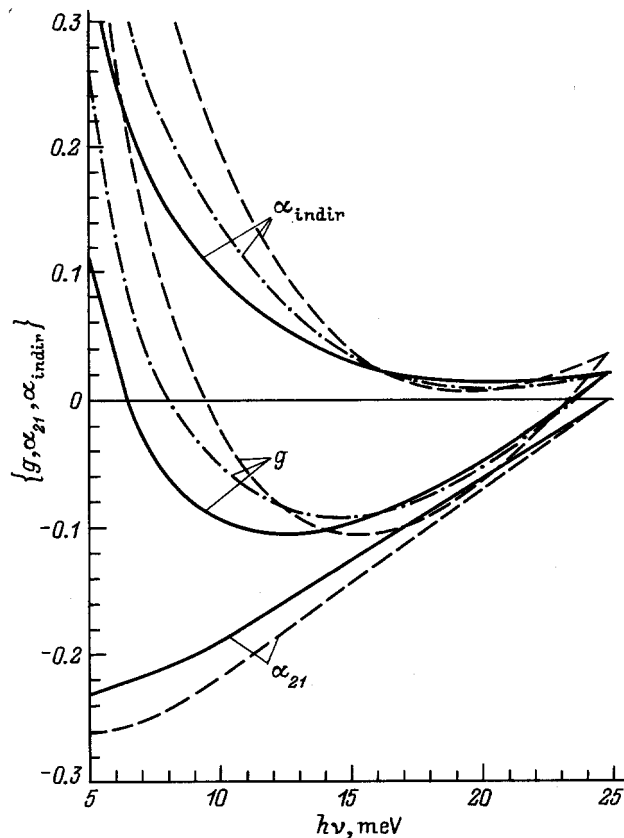


Рис. 6. Зависимость коэффициента усиления (поглощения при $\alpha_{21} > 0$) поляризованного света при прямых переходах дырок α_{21} , коэффициента поглощения при не прямых переходах дырок α_{indir} и коэффициента усиления (поглощения при $g > 0$) $g = \alpha_{21} + \alpha_{\text{indir}}$ от энергии кванта света. Расчет выполнен для $T = 4.2$ К, $N_p = 2.5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $N_I = N_A + N_D = 5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $B = 2.2$ Тл, $E = 3.3$ кВ/см. Сплошные линии — $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{B}$, штриховые — $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{E}$, штрихпунктирные — $\mathbf{e}_\omega \parallel [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$.

образцах в конфигурации Фогта отношение интенсивностей для двух поляризаций света оставалось большим единицы для всех значений магнитного поля.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ), грант 96-02-17404; РФФИ-INTAS, грант 00615; ГКНТ Российской Федерации, грант 1-093/4.

Список литературы

- [1] Optical and Quant. Electron., **23**, No. 2 (1991) [Special Issue on Far-infrared Semiconductor Lasers].
- [2] R.C. Strijbos, J.G.S. Lok, W.T. Wenkenbach. J. Phys: Condens. Matter., **6**, 7461 (1994).
- [3] S. Komiyama, S. Kuroda. Sol. St. Commun., **59**, 167 (1986).
- [4] Ю.Б. Васильев, Ю.Л. Иванов. Письма ЖТФ, **12**, 250 (1986).
- [5] L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, V.I. Stafeev. Optical and Quant. Electron., **23**, S221 (1991).
- [6] I. Hosako, S. Komiyama. Semicond. Sci. Technol., **7**, B645 (1992).
- [7] L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, D.V. Donetsky, D.A. Firsov, Yu.V. Kochegarov, V.I. Stafeev. Semicond. Sci. Technol., **9**, 641 (1994).
- [8] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Ю.В. Кочегаров, Д.А. Фирсов. ФТП (1997, направлена в печать).
- [9] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 82 (1956).
- [10] A.H. Kahn. Phys. Rev., **97**, 1647 (1955).
- [11] Ю.Т. Ребане. ФТП, **14**, 289 (1980).
- [12] A.C. Vaughnham, W. Pinson. Phys. Rev. Lett., **11**, 268 (1963).
- [13] Л.Е. Воробьев, Ю.К. Пожела, А.С. Реклайтис, Е.С. Смирницкая, В.И. Стафеев, А.Б. Федорцов. ФТП, **12**, 742 (1978).
- [14] E.V. Starikov, P.N. Shiktorov. Optical and Quant. Electron., **23**, S177 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

Far-infrared light amplification by hot holes in germanium in crossed electric and magnetic fields

L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, Yu.V. Kochegarov, V.N. Tulupenko*, D.A. Firsov.

State Technical University,
195251 St. Petersburg, Russia,

* Donbass State Engineering Academy,
343916 Kramatorsk, the Ukraine

Abstract The results of direct measurements of the gain of both polarized and unpolarized far infrared radiation by hot holes in germanium in crossed electric and magnetic fields in Voight and Faraday configurations are presented. The comparison of experimental data with calculations is carried out.