

Характеристики лазера дальнего инфракрасного диапазона на горячих дырках в германии в конфигурациях полей Фогта и Фарадея

© 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 18 ноября 1996 г. Принята к печати 25 февраля 1997 г.)

Проведены исследования лазера дальнего инфракрасного излучения на межподзонных переходах горячих дырок в германии с концентрацией дырок $2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в конфигурациях полей Фогта и Фарадея. Представлены новые сравнительные данные для обеих конфигураций по областям полей, в которых происходит генерация, интенсивности и спектрам излучения и их зависимостям от температуры кристалла. Показано, что конфигурация Фогта предпочтительнее: шире область полей генерации, выше рабочая температура, богаче спектр излучения, больше интенсивность. Обсуждаются особенности характеристик лазера, проведено сопоставление с расчетом.

Введение

Из-за разной динамики движения тяжелых (HH) и легких (LH) дырок в импульсном пространстве в скрещенных электрическом (\mathbf{E}) и магнитном (\mathbf{B}) полях ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) в Ge (или из-за более сильного разогрева тяжелых дырок по сравнению с легкими в полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$) возможно возникновение инверсии населенности дырок по состояниям и генерация излучения при прямых переходах горячих дырок между подзонами LH и HH [1] (рис. 1, a).

С момента обнаружения стимулированного излучения дальнего инфракрасного (ИК) диапазона германия в полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ в 1982 г. появилось много работ по исследованию лазера на горячих дырках в германии [1] и его использованию в научных исследованиях, и число работ непрерывно растет как в России, так и за рубежом. Подавляющее большинство исследований было выполнено в конфигурации полей Фарадея ($\chi \parallel \mathbf{B}$, χ — волновой вектор света, рис. 1, b) при температуре жидкого гелия. Однако сначала в [2], а затем в [3] и [4] было отмечено, что более эффективной является конфигурация Фогта ($\chi \perp \mathbf{B}$, рис. 1, b).

Важной задачей, определяющей области практического использования лазера, является повышение рабочей температуры кристалла. На основании исследований зависимости интенсивности излучения от длительности импульса тока была оценена максимальная рабочая температура лазера в конфигурации полей Фарадея: $T = 20 \div 30 \text{ К}$ [5]. Однако в конфигурации полей Фогта наблюдалась генерация при температуре жидкого азота [2,7,6].

Цель настоящей работы — сравнительное исследование характеристик лазера на горячих дырках в германии в конфигурациях полей Фогта и Фарадея и их обсуждение.

1. Образцы и методика эксперимента

В геометриях Фогта и Фарадея исследовался один и тот же образец германия p -типа проводимости с концентрацией дырок $N_p \simeq 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 1, b) с использованием полуконфокального резонатора. Выход излучения был обусловлен дифракцией на плоском зеркале. Для исключения мод полного внутреннего отражения на боковых гранях кристалла ($35 \times 6 \text{ мм}^2$) наносилась сетка борозд.

В конфигурации Фогта напряженность электрического поля E измерялась с помощью точечных зондов (рис. 1, b). Оказалось, что в сильных магнитных полях E меньше величины $E_{\text{appl}} = V/h$ (V — прикладываемое напряжение) примерно в 1.6 раза (рис. 1, b). Отметим, что для используемого образца в конфигурации Фогта в отличие от конфигурации Фарадея холловское поле отсутствует практически во всем образце, так как оно закорачивается контактами. Для конфигурации Фарадея оба поля, E и V/h , почти совпадают. Длительность импульса поля была равна 2 мкс.

В геометрии Фогта образец с нагревателем помещался в вакуумную полость с окном из темпленна (поли-4-метилпентен-1, аналог TPX), погруженную в жидкий гелий. Температура образца измерялась с помощью угольного сопротивления.

Спектры излучения снимались либо с помощью дифракционного спектрометра, либо (при температурах выше 4.2 К, когда интенсивность излучения J была мала) с помощью оригинального малогабаритного перестраиваемого интерферометра, зеркалами которого служили свободные металлические сетки. Контраст ($J_{\text{max}}/J_{\text{min}}$) был примерно равен 8.

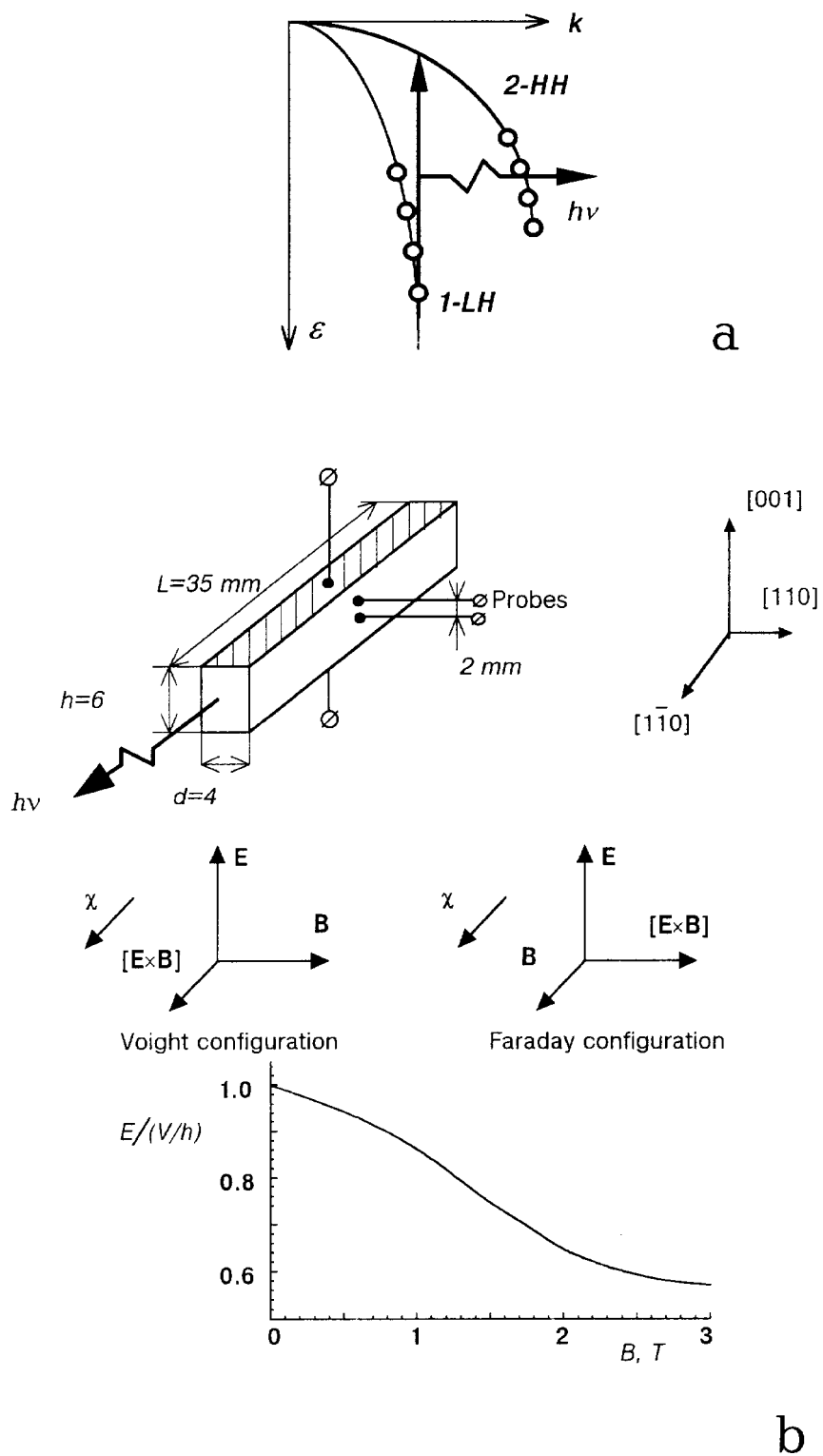


Рис. 1. *a* — схема прямых межподзонных переходов дырок с испусканием кванта света из зоны легких дырок 2 (LH) в зону тяжелых дырок 1 (HH). *b* — форма и размеры образца германия *p*-типа проводимости, кристаллографические направления и взаимное расположение электрического и магнитного полей; кривой на графике показано отношение величин электрического поля, измеренного между зондами в средней части образца, и приложенного поля $E_{\text{appl}} = V/h$ в зависимости от величины магнитного поля.

2. Результаты и их обсуждение

2.1. Область полей генерации и интенсивность излучения

Области электрического и магнитного полей, при которых наблюдается генерация излучения в образце из германия с $N_p \approx 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, представлены на рис. 2. По сравнению с результатами работы [3], в которой области генерации для обеих геометрий изучались для образца с $N_p \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ только при $T = 4.2 \text{ К}$, область генерации излучения для наших образцов при $T = 4.2 \text{ К}$ сдвинута в область больших значений E и B , что связано с более высокой концентрацией примесей. При повышении температуры область генерации сужается и сдвигается в область больших полей. Максимальная рабочая температура достигала 28 К для конфигурации Фарадея и 68 К для конфигурации Фогта. В [6,7,2] сообщалось о генерации излучения в конфигурации Фогта при более высокой температуре. Необходимо однако отметить, что как рабочая температура, так и интенсивность излучения зависят от качества кристалла (наличия дислокаций, однородности легирования, степени компенсации), геометрических размеров и формы образца, свойств резонатора, направлений полей по отношению к кристаллографическим осям и других факторов.

На вставке к рис. 2 показана зависимость максимальной (в области полей генерации для определенной температуры) интенсивности излучения лазера от температуры кристалла. Абсолютная величина интенсивности излучения достигала нескольких Ватт. Как будет видно далее, спектральный диапазон излучения в области максимума интенсивности с ростом T для конфигурации Фогта изменяется относительно слабо, поэтому поправ-

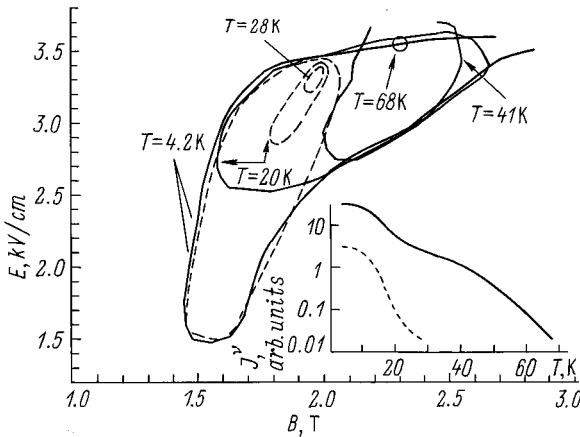


Рис. 2. Области полей, в которых наблюдалась генерация дальнего ИК излучения в конфигурациях полей Фогта (сплошная линия) и Фарадея (штриховая) при разных температурах. Концентрация дырок $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. На вставке — зависимость интенсивности излучения J^ν , измеренной фотоприемником Ge(Ga), от температуры кристалла для конфигураций Фогта и Фарадея; максимальное абсолютное значение интенсивности — несколько Ватт.

ку на спектральную чувствительность фотоприемника можно не учитывать.

Интенсивность излучения может уменьшаться с ростом T вследствие двух основных причин: уменьшения усиления света свободными горячими дырками и роста поглощения излучения колебаниями решетки.

Далее представлен упрощенный расчет коэффициента поглощения дальнего ИК излучения горячими дырками.

Коэффициент поглощения (усиления при $g < 0$) света горячими дырками равен

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

где α_{21} — коэффициент поглощения (значения $\alpha_{21} < 0$ могут привести к усилению света) при прямых переходах легких дырок (LH) в зону тяжелых дырок (HH) $2 \rightarrow 1$, α_{indir} — коэффициент поглощения при непрямых внутри- и межзональных переходах горячих LH и HH с участием оптических (O) и акустических (A) фононов и примесей (I). Согласно [8]

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

где m_0 — масса свободного электрона, n — показатель преломления, $f_2(\mathbf{k})$, $f_1(\mathbf{k})$ — функции распределения горячих LH и HH (при $f_2(\mathbf{k}) > f_1(\mathbf{k})$ $\alpha_{21} < 0$ и возможно усиление излучения), \mathbf{e}_ω — единичный вектор в направлении электрического поля электромагнитной волны, \mathbf{p}_{21} — матричный элемент оператора импульса. При малых значениях квазиимпульса k [9]

$$|\mathbf{e}_\omega \mathbf{p}_{21}|^2 \approx \frac{1}{3} N^2 \frac{m_0^2}{\hbar^2} k^2 \sin^2(\mathbf{e}_\omega \mathbf{k}), \quad (3)$$

где N — параметр, определяемый зонной структурой. Усредненный по всем направлениям матричный элемент можно представить как

$$\langle |\mathbf{e}_\omega \mathbf{p}_{21}|^2 \rangle = \frac{2}{9} \frac{m_0^2}{\hbar^2} N^2 k^2 = \hbar^2 k^2 A_{12}^2. \quad (4)$$

Согласно [10], для сферических зон и параболического закона дисперсии

$$A_{12}^2 = \frac{1}{8} \left(\frac{m_0}{m_2} - \frac{m_0}{m_1} \right)^2, \quad (5)$$

где m_2 , m_1 — эффективные массы LH и HH .

Для изотропных функций распределения горячих LH и HH выражение (2) преобразуется к виду

$$\alpha_{21} = \frac{e^2 (m_2^{-1} - m_1^{-1})}{2cn} \frac{k^3 [f_1(\varepsilon_1) - f_2(\varepsilon_2)]}{\omega}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_2(\mathbf{k}) = \varepsilon_1(\mathbf{k}) + \hbar\omega$.

Для непрямых переходов с участием фононов и примесей итоговая вероятность поглощения определяется

разностью вероятностей индуцированного поглощения и испускания фотонов

$$w = w^a - w^e, \quad (7)$$

$$w^a = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_0} \sum_{\mathbf{k}_f} \sum_{i,j} \left| M_{f0}^{ij} \right|^2 f_i(\mathbf{k}_0) \times [1 - f_j(\mathbf{k}_f)] \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_0), \quad (8)$$

$$\varepsilon_f - \varepsilon_0 = \varepsilon(\mathbf{k}_0) - \hbar\nu \pm \varepsilon_{ph}, \quad i, j = 1, 2.$$

Здесь \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_f — волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях, ε_{ph} — энергия фонона, а M_{f0} — составной матричный элемент, включающий матричные элементы взаимодействия электрона с колебаниями решетки $H_s^{a,e}$ (с испусканием (e) и поглощением (a) фононов) или с примесями H_s и с электромагнитным излучением H_ν ,

$$H_\nu = \frac{ie}{n\sqrt{\hbar}} \frac{1}{(\nu V)^{1/2}} \left(\mathbf{e}_\omega \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{k}} \right), \quad (9)$$

где V — объем кристалла. Для переходов HH в пределах той же зоны ($1 \rightarrow 1$) и в зону LH ($1 \rightarrow 2$) с учетом промежуточных состояний в зоне 1 и 2

$$M_{f0}^{1 \rightarrow 1} = - (H_s^{a,e})^{1 \rightarrow 1} \frac{e\hbar^{1/2}}{2\pi n m_1 \nu^{3/2}} \mathbf{e}_\omega (\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_0), \quad (10)$$

$$M_{f0}^{1 \rightarrow 2} = - (H_s^{a,e})^{1 \rightarrow 2} \frac{e\hbar^{1/2}}{2\pi n \nu^{3/2}} \mathbf{e}_\omega \left(\frac{\mathbf{k}_f}{m_2} - \frac{\mathbf{k}_0}{m_1} \right). \quad (11)$$

Для получения матричных элементов взаимодействия для внутризонных переходов LH $M_{f0}^{2 \rightarrow 2}$ и межподзонных переходов LH в зону HH $M_{f0}^{2 \rightarrow 1}$ достаточно в (10) и (11) заменить m_1 на m_2 . В дальнейшем, считая дырки невырожденными, заменим в (8) $1 - f_j(\mathbf{k}_f)$ на 1.

Аналогичным образом можно вычислить и вероятность индуцированного испускания фотона w^e . Ее также можно получить заменой в (8) $\hbar\nu \rightarrow -\hbar\nu$. Коэффициент поглощения $\alpha_{indir} = w/(c/n)$.

Как показывают расчеты, основной вклад в поглощение при низких температурах $k_B T \ll \varepsilon_0$ (ε_0 — энергия оптического фонона, k_B — постоянная Больцмана) дают внутризонные переходы HH $1 \rightarrow 1$ с эмиссией оптических фононов и с рассеянием на примесях.

Функции распределения (ФР) горячих HH и LH $f_2(\mathbf{k})$ и $f_1(\mathbf{k})$ по импульсам $p = \hbar k$ в полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ с целью упрощения расчетов будем считать смещенными бальцмановскими,

$$f_i(\mathbf{p}) = A_i \exp \left(\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_{dr i})^2}{2m_i k_B T_i} \right), \quad (12)$$

$$A_i = \frac{\sqrt{2\pi}^{3/2} \hbar^3 N_i}{m_i^{3/2} (k_B T_i)^{3/2}}, \quad i = 1, 2,$$

где $\mathbf{p}_{dr i}$ и T_i — дрейфовый импульс и температура горячих HH ($i = 1$) и LH ($i = 2$). Представление ФР в

виде (12) справедливо, если междузонные столкновения контролируют скорость рассеяния импульса энергии как в пассивной ($\varepsilon < \varepsilon_0$), так и в активной ($\varepsilon > \varepsilon_0$) областях энергий. Частота междузонных столкновений в германии ν_{hh} при $T_2 \approx 200$ К и $N_p \approx 10^{16}$ см $^{-3}$ примерно равна обратному времени испускания оптических фононов τ_0^{-1} . Поэтому представление ФР в виде смещенных бальцмановских (12) при $N_p \approx 2.5 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ не является вполне корректным. Тем не менее конечные результаты расчетов с ФР (12) дают результаты, качественно и даже количественно близкие к тем, которые получаются при использовании точной ФР дырок, найденной методом Монте-Карло.

Для определения T_i и $\mathbf{p}_{dr i}$ воспользуемся уравнениями баланса для импульса, мощности и числа частиц:

$$\mathbf{p}_{dr i} \left\langle \frac{1}{\tau_i} \right\rangle = e\mathbf{E} + \frac{e}{m_i c} [\mathbf{p}_{dr i} \times \mathbf{B}]; \quad (13)$$

$$N_i \frac{e}{m_i} \mathbf{p}_{dr i} \cdot \mathbf{E} = N_i \left\langle \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{A+O}^{i \rightarrow i} \right\rangle + N_i \left\langle \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{A+O}^{i \rightarrow j} \right\rangle - N_j \left\langle \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{A+O}^{j \rightarrow i} \right\rangle; \quad (14)$$

$$N_i \left\langle \frac{1}{\tau_{i \rightarrow j}} \right\rangle = N_j \left\langle \frac{1}{\tau_{j \rightarrow i}} \right\rangle, \quad (15)$$

где угловые скобки означают усреднение по функции распределения горячих дырок. В уравнении (13)

$$\left\langle \frac{1}{\tau_i} \right\rangle = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int e^{-x_i} \tau_i^{-1}(x_i) x_i^{3/2} dx_i; \quad x_i = \varepsilon / (k_B T_i). \quad (16)$$

В уравнениях (14) и (15) усреднение скорости потерь энергии и частоты межподзонных перебросов дырок проводится следующим образом:

$$\langle \varphi \rangle = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int e^{-x_i} \varphi(x_i) x_i^{1/2} dx_i; \quad (17)$$

$$x_i = \varepsilon / (k_B T_i); \quad \varphi(\varepsilon) = \tau_{i \rightarrow j}^{-1}(\varepsilon) \quad \text{или} \quad d\varepsilon/dt.$$

Решая уравнение (13), получим

$$\mathbf{p}_{dr i} = m_i \frac{\mu_i \mathbf{E} + \mu_i^2 [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] / c}{1 + \mu_i^2 B^2 / c^2}; \quad \mu_i = \frac{e}{m_i} \left[\left\langle \frac{1}{\tau_i} \right\rangle \right]^{-1}. \quad (18)$$

Левая часть уравнения (14), определяющая скорость набора энергии дыркой в скрещенных полях \mathbf{E} и \mathbf{B} , тогда равна

$$N_i \frac{e}{m_i} \mathbf{E} \cdot \mathbf{p}_{dr i} = N_i e \frac{\mu_i E^2}{1 + \mu_i^2 B^2 / c^2}. \quad (19)$$

Как следует из (19), в некотором интервале E и B , когда $\mu_1 B / c \leq 1$, а $\mu_2 B / c > 1$, скорость набора энергии HH больше, чем LH , и $T_1 > T_2$, несмотря на сильное межподзонное рассеяние дырок при эмиссии оптических фононов, рассеянии на акустических фононах и приме-

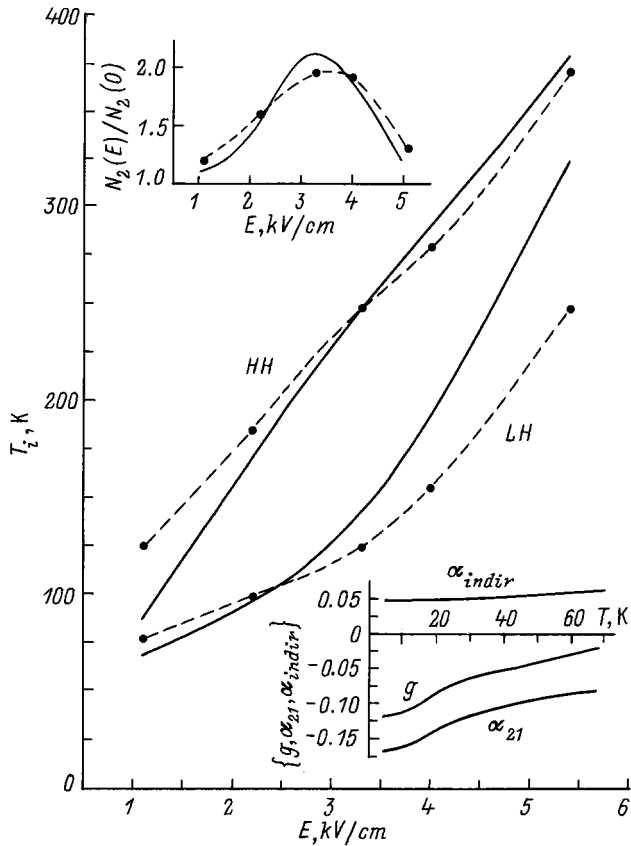


Рис. 3. Температуры горячих тяжелых (*HH*) и легких (*LH*) дырок, рассчитанные с помощью уравнений баланса для импульса, мощности и числа частиц. $T = 4.2 \text{ K}$, $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $B = 2.2 \text{ T}$. Точки — экспериментальные значения, найденные согласно равенству $(3/2)k_B T_i = \langle \varepsilon_i \rangle$, где средняя энергия *HH* ($i = 1$) и *LH* ($i = 2$) определялась с помощью экспериментально найденных в [11] функций распределения дырок по энергиям. На верхней вставке — изменение концентрации легких дырок с полем; точки — отношение концентраций, определенное по экспериментально найденной функции распределения *LH* [11]. На нижней вставке — изменение коэффициента поглощения света g (усиления при $g < 0$) с температурой в максимуме величины $|g(\lambda, E)|$ для области полей генерации в конфигурации Фогта из рис. 2; расчет для $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\lambda \approx 100 \div 120 \text{ мкм}$, $B = 2.2 \text{ T}$; также приведены температурные зависимости α_{21} и α_{indir} .

сях. Более сильное возрастание межподзонного рассеяния *HH* по сравнению с *LH* в поля $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ (из-за большей средней энергии *HH*) приводит к увеличению концентрации *LH* N_2 и, соответственно, к уменьшению концентрации *HH* N_1 .

В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 3 представлены рассчитанные зависимости T_1 и T_2 , а также $N_2(E)/N_2(0)$ ($N_2(0)$ — концентрация *LH* при $E = B = 0$) от E в скрещенных полях \mathbf{E} и \mathbf{B} . Для сравнения также приведены температуры горячих дырок и отношение $N_2(E)/N_2(0)$, найденные с помощью экспериментально определенных ФР *HH* и *LH* [11].

Следует отметить хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных.

По указанной выше схеме был также вычислен коэффициент поглощения (усиления) света g ($g < 0$ соответствует усилению). На рис. 3 (нижняя вставка) показана зависимость $g(T)$ при тех значениях $h\nu$, E и B из областей генерации в конфигурации Фогта (рис. 2), при которых $|g|$ достигает максимума. Как видно, $|g(T)|$ падает с ростом T , что связано с ростом рассеяния на акустических фононах с увеличением T и, соответственно, с уменьшением α_{21} (α_{indir} почти не зависит от T).

Экспериментально определенная интенсивность излучения J^ν (см. вставку на рис. 2) спадает значительно сильнее. Хотя даже в линейном режиме интенсивность J^ν не прямо пропорциональна g [12], тем не менее из сравнения данных на вставке к рис. 2 и рис. 3 (нижняя вставка) можно сказать, что на зависимость $g(T)$ оказывают влияние и другие факторы. Таким фактором может быть резкое увеличение с T коэффициента многофононного поглощения света α_{latt} [13]. Тогда вместо (1) следует записать

$$g = \alpha_{21} + \alpha_{indir} + \alpha_{latt}. \quad (20)$$

В области $\lambda \approx 100 \text{ мкм}$ в германии возможны следующие двух- и трехфононные процессы решеточного поглощения света, дающие вклад в α_{latt} : TO-LA , LA-TA , TO+TA-LO [13]. Для двухфононных процессов $\hbar\omega = \hbar\omega_{q_1} - \hbar\omega_{q_2}$, а температурная зависимость $\alpha_{latt}(T) \sim n_{q_2} - n_{q_1}$, где $n_{q_i} = [\exp(\hbar\omega_{q_i}/k_B T) - 1]^{-1}$. Для трехфононного процесса $\hbar\omega = \hbar\omega_{q_1} + \hbar\omega_{q_2} - \hbar\omega_{q_3}$, а $\alpha_{latt}(T) \sim n_{q_3}(1 + n_{q_2} + n_{q_1}) - n_{q_1}n_{q_2}$. Во всех этих случаях температурная зависимость $\alpha_{latt}(T)$ оказывается довольно сильной, что и наблюдалось экспериментально [14]. Возможен существенный вклад в поглощение света четырехфононных процессов и процессов более высокого порядка из-за большого числа различных комбинаций фононов с разными волновыми векторами \mathbf{q}_i вблизи границы зоны Бриллюэна.

Сравнивая численные значения $\alpha_{21} + \alpha_{indir}$ и α_{latt} из [14], можно сделать вывод, что основная причина ограничения рабочей температуры лазера заключается в резком росте α_{latt} с T .

2.2. Спектры излучения

Спектры излучения лазера на горячих дырках ранее изучались различными авторами [1]. Практически все спектры были получены в конфигурации полей Фарадея и главным образом для относительно чистых образцов германия ($N_p < 10^{14} \text{ см}^{-3}$). В таких образцах вблизи температуры жидкого гелия особенности механизма инверсии и основные характеристики стимулированного излучения качественно можно описать, рассматривая почти баллистическое (бесстолкновительное) движение *HH* и *LH* в пассивной области энергий $\varepsilon < \varepsilon_0$ [15]. Для больших концентраций дырок (и примесей) или

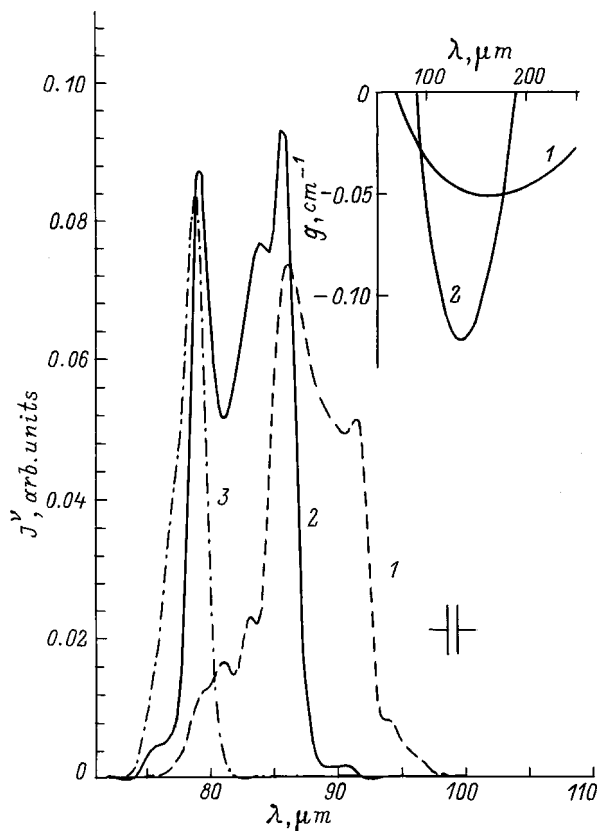


Рис. 4. Спектры излучения лазера на горячих дырках в геометрии Фарадея. J^ν — сигнал, регистрируемый детектором. $T = 4.2 \text{ K}$, $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. 1 — $B = 1.5 \text{ T}$, $E = 2.4 \text{ кВ/см}$; 2 — $B = 1.8 \text{ T}$, $E = 2.9 \text{ кВ/см}$; 3 — $B = 2.1 \text{ T}$, $E = 3.2 \text{ кВ/см}$. На вставке — расчет спектральной зависимости коэффициента поглощения света для двух образцов с разной концентрацией дырок и примесей; $T = 4.2 \text{ K}$, $B = 1.54 \text{ T}$, $E = 2.4 \text{ кВ/см}$; 1 — $N_p = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ KL549, $N_I = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 2 — $N_p = 4.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_I = 9.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

при более высоких температурах решетки удобнее использовать для качественного описания диффузионно-дрейфовую модель [16], отраженную в системе уравнений (13)–(16).

В спектрах излучения чистых образцов в конфигурации Фарадея имеются две области генерации: коротковолновая, $\lambda \approx 70 \div 120 \text{ мкм}$, и длинноволновая, $\lambda \approx 170 \div 210 \text{ мкм}$ [1]. Генерация в промежутке между этими областями обычно не проявляется, возможно, из-за поглощения света примесями, часть которых в сильном поле остается заполненной дырками [17,18]. В более сильно легированных областях длинноволновая область генерации отсутствует (рис. 4). Вероятно, это связано с резким ростом коэффициента поглощения при непрямых переходах с участием примесей, который увеличивается примерно как $\alpha_{\text{indir}} \sim N_I N_p \lambda^m$ (N_I — концентрация ионизированных примесей, доноров и акцепторов: $N_I = N_A + N_D$). Как показывает расчет, для длинноволновой ИК области ($\lambda \approx 70 \div 250 \text{ мкм}$) $m \approx 3.5$. Для поглощения с участием оптических

фононов $\alpha_{\text{indir}} \sim N_p \lambda^m$ и в той же спектральной области $m \approx 2$. Зависимость $g(\lambda)$ для образцов с двумя различными концентрациями дырок (см. вставку на рис. 4) показывает резкое уменьшение усиления в длинноволновой области спектра для образца с большей концентрацией примеси.

С ростом электрического и магнитного полей спектр излучения смещается в коротковолновую область (рис. 4), что уже отмечалось ранее (для чистых образцов) [1]. Это соответствует расчету (рис. 5). Из рис. 5 видно, что максимум усиления смещается в коротковолновую область с ростом E и B . На этом же рисунке приведены зависимости α_{21} и $g = \alpha_{21} + \alpha_{\text{indir}}$, для которых коэффициент поглощения (усиления) α_{21} при прямых межзональных переходах был найден согласно выражению (5), в котором $f_2(\varepsilon_2)$ и $f_1(\varepsilon_1)$ были взяты из эксперимента [11], а не в виде бальмовских ФР (12). Как видно, имеется качественное согласие для зависимостей $g(\lambda)$, полученных как при использовании

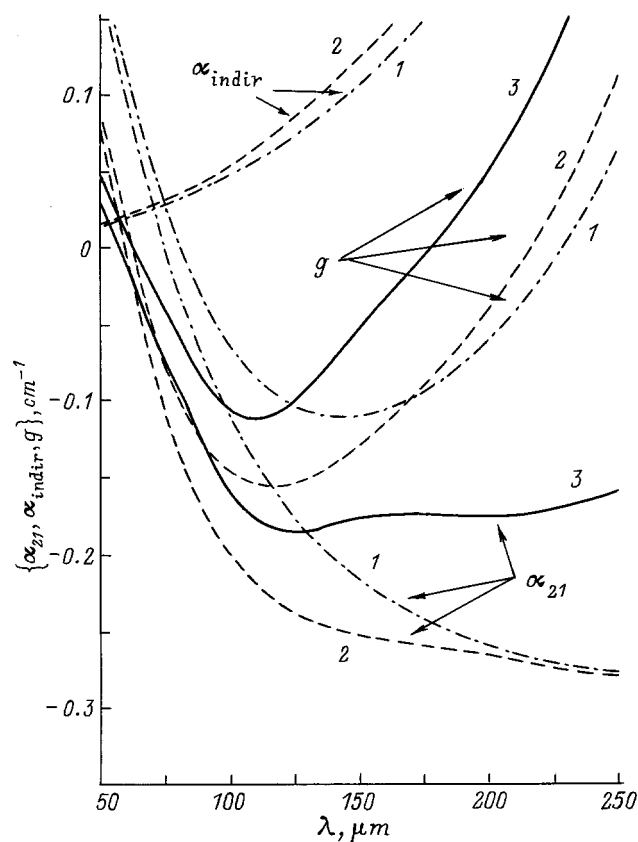


Рис. 5. Спектральная зависимость коэффициента поглощения (усиления при $\alpha_{21} < 0$, $g < 0$) для разных электрических и магнитных полей. Точечные и штриховые линии — расчет с использованием бальмовских функций распределения горячих тяжелых и легких дырок (12) при $T = 4.2 \text{ K}$, $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_I = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 1 — $b = 1.5 \text{ T}$, $E = 2.4 \text{ кВ/см}$; 2 — $B = 2.2 \text{ T}$, $E = 3.3 \text{ кВ/см}$. Сплошные линии — расчет α_{21} и g с использованием функций распределения, определенных экспериментально в [11] при $T = 4.2 \text{ K}$, $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $B = 2.2 \text{ T}$, $E = 3.3 \text{ кВ/см}$.

ФР, определенных экспериментально, так и аппроксимированных бoльцмановскими (12) с температурами T_i и дрейфовыми скоростями $v_{dr,i}$, найденными из расчета.

На рис. 6 представлены спектры излучения того же образца, который исследовался в геометрии Фарадея (рис. 4), но для конфигурации полей Фогта. Как и для геометрии Фарадея, с ростом E и B спектр смещается в коротковолновую сторону. Наряду с большей интенсивностью излучения по сравнению с конфигурацией Фарадея (ср. с рис. 4) в конфигурации Фогта наблюдается также возгорание генерации в длинноволновой области. Ранее в этой области в образцах с $N_p > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ генерация не наблюдалась. Это говорит о росте усиления в конфигурации Фогта по сравнению с конфигурацией Фарадея.

При повышении температуры кристалла интенсивность излучения резко снижается. Поэтому спектры излучения исследовались с помощью светосильного перестраиваемого интерферометра Фабри–Перо. На вставке к рис. 6 представлена одна из интерферограмм, из которых обратным преобразованием Фурье находится спектр излучения. На рис. 7 приведены полученные таким образом спектры излучения. Электрическое и магнитное поля выбирались таким образом, чтобы интенсивность излучения при заданной температуре была наибольшей.

Нетрудно видеть, что спектры при $T = 4.2 \text{ К}$ для одних и тех же полей, полученные с помощью спектрометра и перестраиваемого интерферометра, подобны (рис. 6 и 7). Наряду с уменьшением интенсивности излучения с ростом температуры следует отметить смещение спектра излучения в длинноволновую область. На

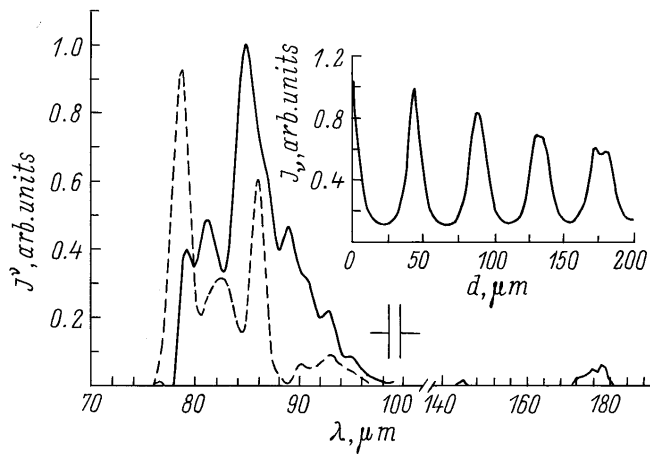


Рис. 6. Спектры излучения лазера в геометрии Фогта для того же образца, который исследовался в геометрии Фарадея (см. рис. 4). J^ν — сигнал, регистрируемый детектором. $T = 4.2 \text{ К}$. $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 1 — $B = 1.54 \text{ Т}$, $E = 3 \text{ кВ/см}$; 2 — $B = 1.71 \text{ Т}$, $E = 4 \text{ кВ/см}$. На вставке — зависимость интенсивности прошедшего через интерферометр излучения лазера от расстояния между зеркалами интерферометра d ; полупрозрачные зеркала представляли собой плоские металлические сетки с коэффициентом отражения $R \approx 0.68$; кристалл лазера имел температуру $T = 4.2 \text{ К}$, $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $B = 1.54 \text{ Т}$, $E = 3 \text{ кВ/см}$; геометрия Фогта.

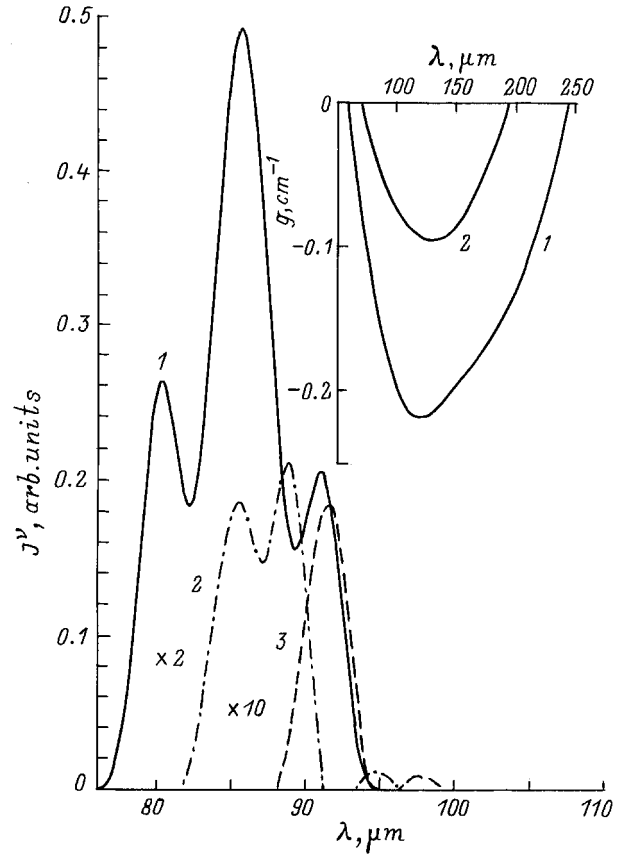


Рис. 7. Спектры излучения лазера в конфигурации полей Фогта, полученные из анализа интерферограмм, подобных представленной на вставке к рис. 6. $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 1 — $T = 4.2 \text{ К}$, $B = 1.54 \text{ Т}$, $E = 3 \text{ кВ/см}$; 2 — $T = 24 \text{ К}$, $B = 2.3 \text{ Т}$, $E = 3.5 \text{ кВ/см}$; 3 — $T = 43 \text{ К}$, $B = 2.3 \text{ Т}$, $E = 3.5 \text{ кВ/см}$. На вставке — зависимость коэффициента поглощения от длины волны света для двух температур; расчет для образца с $N_p = 2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_f = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 1 — $T = 4.2 \text{ К}$, $B = 1.54 \text{ Т}$, $E = 3 \text{ кВ/см}$; 2 — $T = 43 \text{ К}$, $B = 2.3 \text{ Т}$, $E = 3.5 \text{ кВ/см}$.

вставке к рис. 7 показана спектральная зависимость коэффициента усиления g , рассчитанная для тех же значений T , E и B , для которых были получены спектры излучения (рис. 7). Видно, что с ростом T происходит слабое смещение максимума $|g|$ в длинноволновую область. Однако, вероятно, более важной причиной сдвига спектра излучения является уменьшение коэффициента поглощения света колебаниями решетки с ростом λ , которое особенно сильно проявляется при $T > 30 \text{ К}$ [14]. Отметим также, что в геометрии Фогта при $T > 40 \text{ К}$ происходит генерация в узком спектральном диапазоне. При этом частота генерации совпадает с удвоенной циклотронной частотой легких дырок. Ранее генерация на удвоенной циклотронной частоте в конфигурации Фарадея в чистых образцах была обнаружена в работе [19]. Можно было предположить, что усиление света при переходах дырок между зонами LH и HH и между уровнями Ландау LH обеспечивает в геометрии Фогта генерацию узкой линии

при $T > 40$ К. Как следует из расчетов коэффициента усиления поляризованного света при переходах дырок между подзонами LH и HH [20], в коротковолновой области коэффициент усиления максимален для поляризации света $\mathbf{e}_\omega \parallel \mathbf{B}$, которая в конфигурации полей Фарадея невозможна. Следует, однако, заметить, что излучение с такой поляризацией не является активным при циклотронном резонансе.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 96-02017404; совместным грантом РФФИ — INTAS, грант 00615; Государственным комитетом по науке и технике РФ, грант 1-093/4.

Список литературы

- [1] Optical and Quant. Electron., **23**, N 2 (1991) [Special Issue on Far-infrared Semiconductor Lasers].
- [2] L.E. Vorobjiv, S.N. Danilov, V.I. Stafeev. Optical and Quant. Electron., **23**, S221 (1991).
- [3] I. Hosako, S. Komiyama. Semicond. Sci. Technol., **7**, B645 (1992).
- [4] L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, D.V. Donetsky, D.A. Firsov, Yu.V. Kochegarov, V.I. Stafeev. Semicond. Sci. Technol., **9**, 641 (1994).
- [5] A.A. Andronov, A.M. Belyantsev, E.P. Dodin, V.I. Gavrilenko, Yu.L. Ivanov, V.A. Kozlov, Z.F. Krasil'nik, L.S. Mazov, A.V. Murav'jov, I.M. Nefedov, V.V. Nikonorov, Yu.N. Nozdrin, S.A. Pavlov, V.N. Shastin, V.A. Valov, Yu. B. Vasil'ev. Physica, **134B**, 210 (1985).
- [6] Л.Е. Воробьев, Ф.И. Осокин, В.И. Стафеев, В.Н. Тулупенко. Письма ЖЭТФ, **35**, 360 (1982).
- [7] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.И. Стафеев. ФТП, **21**, 1271 (1987).
- [8] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 82 (1956).
- [9] A.H. Kahn. Phys. Rev., **97**, 1647 (1955).
- [10] Ю.Т. Ребане. ФТП, **14**, 289 (1980).
- [11] Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев, В.Н. Тулупенко, Ю.К. Поже-ла, Е.В. Стариков, П.Н. Шикторов. ФТП, **19**, 62 (1985); **19**, 708 (1985).
- [12] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.И. Стафеев. ФТП, **21**, 1707 (1987).
- [13] *Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения $A^{III}B^V$)*, ред. Р. Уиллардсон, А. Бир (М., Мир, 1976) [*Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer, v. 3: *Optical properties of III-V compounds* (Academic Press, N.-Y. and London, 1967)].
- [14] R. Brazis, F. Keilmann. Sol. St. Commun., **70**, 1109 (1989).
- [15] А.А. Андронов, В.А. Козлов, Л.С. Мазов, В.Н. Шасти-н. Письма ЖЭТФ, **30**, 585 (1979).
- [16] Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.И. Стафеев, В.Н. Тулупен-ко. ФТП, **21**, 1600 (1987).
- [17] C. Kremser, W. Heiss, K. Unterrainer, E. Gornick, E.E. Haller, W.L. Hansen. Appl. Phys. Lett., **60**, 1765 (1992).
- [18] W. Heiss, K. Unterrainer, E. Gornick, W.L. Hansen, E.E. Haller. Semicond. Sci. Technol., **9**, S638 (1994).
- [19] А.В. Муравьев, Ю.Н. Ноздрин, В.Н. Шасти-н. Письма ЖЭТФ, **48**, 241 (1988).
- [20] E.V. Starikov, P.N. Shiktorov. Optical and Quant. Electron., **23**, S177 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

Characteristics of far-infrared laser on hot holes in germanium in Voight and Faraday configurations of 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, Ukraine

Abstract The investigations of far-infrared laser based on inter-subband transitions of hot holes in strong crossed electric and magnetic fields in germanium with hole concentration $2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ in Voight and Faraday configurations are described. New comparative data concerning field regions where generation arises, spectral characteristics and their dependencies on the lattice temperature in two configurations are presented.

It is shown that Voight configuration is preferable: the field range where lasing arises is wider, the operational temperature is higher, the generation spectra is more wide and the light intensity is higher than in Faraday configuration. The characteristics of laser are discussed, the comparison of the experimental data with calculations is carried out.

E-mail: sdan@phsc2.stu.neva.ru (S. Danilov)