

## БЕЗЫНЖЕКЦИОННЫЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ ЛАЗЕР ДАЛЬНОГО ИК ДИАПАЗОНА НА ГОРЯЧИХ ДЫРКАХ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРИМЕСНОГО ПРОБОЯ

Л. Е. Воробьев, С. Н. Данилов, Д. В. Донецкий,  
Ю. В. Кочегаров, В. И. Стафеев, Д. А. Фирсов

Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251, Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 9.07.1992. Принята к печати 14.07.1992)

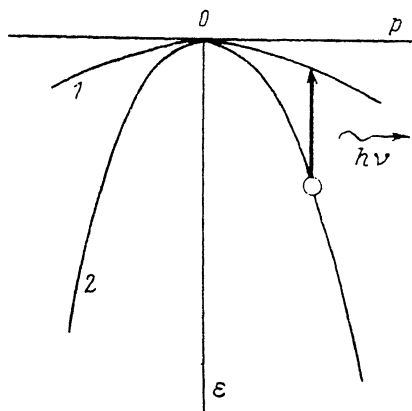
С помощью уравнений баланса импульса, мощности и числа частиц в зонах тяжелых и легких дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях рассчитан коэффициент усиления дальнего ИК излучения. Создан узкополосный ( $\Delta\nu < 0.3 \text{ см}^{-1}$ ) лазер дальнего ИК диапазона на межподзонных переходах горячих дырок. Использовались два метода: метод селекции мод и выделение узкой спектральной области генерации с помощью селективного зеркала. Приведены спектры излучения лазера. Генерация может быть получена на любых двух длинах волн из диапазонов 80—120 и 150—210 мкм. Перестройка длины волны осуществляется при изменении электрического и магнитного полей. Узкополосный лазер использован для исследований электрического пробоя доноров в германии. Найдена зависимость числа доноров в основном и возбужденном состояниях от электрического поля.

*Введение.* Механизм усиления дальнего ИК излучения при прямых межподзонных переходах горячих дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях ( $E \perp B$ ) (рис. 1) был предложен в [1]. Величина и степень инверсии населенности горячих дырок в германии в полях  $E \perp B$  были определены в [2], а генерация дальнего ИК излучения при разогреве дырок в германии была обнаружена в [3], при других экспериментальных условиях — в [4], а затем в [5]. Основные исследования стимулированного излучения при межподзонных переходах горячих дырок в германии были выполнены Андроновым с сотр. и Комиямой с сотр. (см., например, [6]). Лазеры на межподзонных переходах горячих дырок генерируют излучение в двух спектральных областях: 80—120 и 150—210 мкм. Перестройка по спектру осуществляется изменением электрического и магнитного полей. Существенную роль в формировании ИК спектров излучения и усиления играет квантование энергетического спектра легких дырок в магнитном поле [6]. Мощность излучения достигает 10 Вт. При использовании неселективных зеркал резонаторов ширина линии  $\Delta\nu \approx 15\text{—}30 \text{ см}^{-1}$ . Большая ширина линии излучения ограничивает возможности практического применения таких лазеров. Цель настоящей работы — создание узкополосных лазеров на межподзонных переходах горячих дырок в германии.

### 1. Механизм инверсии населенности дырок

Механизм инверсии населенности горячих дырок, предложенный в [1], основан на почти бесстолкновительном движении дырок в пассивной области импульсов или энергий  $\varepsilon < \sim\omega_0$  ( $\sim\omega_0$  — энергия оптического фона). При высокой частоте столкновений дырок в пассивной области (т. е.

Рис. 1. Прямые переходы легких дырок (2) в зону тяжелых дырок (1) с эмиссией фотона.



при большой концентрации примесей или высокой температуре решетки  $T$ ) более подходящим представляется другое объяснение причин инверсии населенности горячих дырок, основанное на разном разогреве тяжелых и легких дырок в полях  $E \perp B$ . Предположим, что функции распределения по импульсам горячих тяжелых и легких дырок в полях  $E \perp B$  — смещенные максвелловские:

$$f_i(p) = A_i \exp \frac{(p - p_{dr_i})^2}{2m_i k_B T_i};$$

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

где  $i=1$  для тяжелых дырок,  $i=2$  для легких,  $N_i$  и  $p_{dr_i}$  — концентрация и дрейфовый импульс дырок  $i$ -сорта. При частоте междырочных столкновений  $\nu_{h-h} < \tau_0^{-1}$ , где  $\tau_0$  — время эмиссии оптического фотона, это предположение не выполняется как в отсутствие магнитного поля [7], так и в магнитном поле для горячих дырок [8]. Наибольшая концентрация дырок в существующих лазерах  $N \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что более чем на порядок меньше необходимого для выполнения вышеприведенного неравенства. Тем не менее использование функции распределения типа (1) дает качественно верные результаты.

Температуры  $T_i$  и дрейфовые импульсы  $p_{dr_i}$  горячих дырок могут быть получены из уравнений баланса импульса, мощности и числа частиц в подзонах ( $i, j=1$  для тяжелых дырок;  $i, j=2$  для легких):

$$p_{dr_i} \left\langle \frac{1}{\tau_i} \right\rangle = eE + \frac{e}{m_i c} [p_{dr_i} \times B], \quad (2)$$

$$N_i \frac{e}{m_i} p_{dr_i} E = N_i \left\langle \left( \frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{A+0}^{i \rightarrow i} \right\rangle + N_i \left\langle \left( \frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{A+0+i}^{i \rightarrow j} \right\rangle - N_j \left\langle \left( \frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{A+0+i}^{i \rightarrow j} \right\rangle, \quad (3)$$

$$N_i \left\langle \frac{1}{\tau_{i \rightarrow j}} \right\rangle = N_j \left\langle \frac{1}{\tau_{j \rightarrow i}} \right\rangle. \quad (4)$$

Угловые скобки означают усреднение по функции распределения горячих дырок. Например, в уравнении (2) для обратного времени релаксации импульса имеем

$$\left\langle \frac{1}{\tau_i} \right\rangle = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \int e^{-x_i \tau_i^{-1}} (x_i) x_i^{3/2} dx_i; \quad (5)$$

$$x_i = \frac{\varepsilon}{k_B T_i}.$$

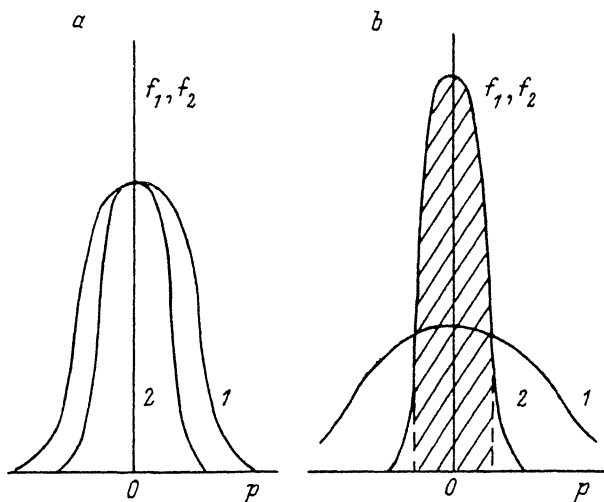


Рис. 2. Иллюстрация механизма инверсии населенности горячих дырок. *a* — равновесные функции распределения по импульсам тяжелых дырок  $f_1$  и легких дырок  $f_2$ ;  $E = B = 0$ . *b* — функции распределения тяжелых и легких дырок в скрещенных полях  $E$  и  $B$ . Область инверсии заштрихована. Инверсия возникает благодаря более сильному разогреву тяжелых дырок по сравнению с легкими и увеличению концентрации легких дырок.

В уравнениях (3) и (4) усредненные скорости потерь энергии и частоты столкновений:

$$\langle \varphi \rangle = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int e^{-x_i^2} \varphi(x_i) x_i^{1/2} dx_i; \quad (6)$$

$$x_i = \frac{\varepsilon}{k_B T_i};$$

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

При вычислении времени релаксации импульса учитывались внутри- и межподзонное рассеяние на акустических ( $A$ ) и оптических ( $O$ ) колебаниях решетки и внутризонное примесное ( $I$ ) рассеяние. При вычислении концентрации дырок в (4) учитывалось межподзонное  $A$ -,  $O$ - и  $I$ -рассеяние.

Решение уравнения (2):

$$p_{drj} = m_j \frac{\mu_j E + \mu_j^2 [E \times B] / c}{1 + \mu_j^2 B^2 / c^2}; \quad (7)$$

$$\mu_j = \frac{e \langle \tau_j \rangle}{m_j}.$$

Левая часть уравнения (3), определяющая скорость набора энергии, преобразуется теперь следующим образом:

$$N_j \frac{e}{m_j} p_{drj} E = N_j e \frac{\mu_j E^2}{1 + \mu_j^2 B^2 / c^2}. \quad (8)$$

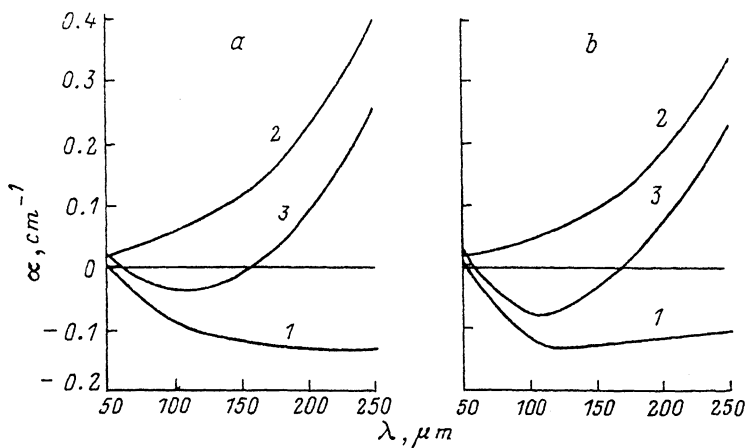


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициентов усиления излучения  $\alpha_{21}$  (1), поглощения света при не прямых переходах  $\alpha_j$  (2) и суммарной величины  $\alpha_a = \alpha_{21} - \alpha_j$  (3). Температура решетки  $T = 10$  К;  $N = 2.5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ;  $N_1 = 5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ;  $B = 2.2$  Т;  $E = 3.3$  кВ/см. *a* — расчетные зависимости;  $T_1 = 247$ ,  $T_2 = 147$  К; увеличение концентрации легких дырок по сравнению с равновесной величиной  $N_2/N_{20} = 2.1$ . *b* — зависимости, полученные на основании экспериментально определенных функций распределения легких и тяжелых дырок по энергиям;  $T_1 = 213$ ,  $T_2 = 138$  К;  $N_2/N_{20} = 1.8$ ; температуры вычислялись по формуле  $T_i = 2/(3k_B) \langle \varepsilon_i \rangle$ , где  $\langle \varepsilon_i \rangle$  находилась с помощью усреднения энергии дырок по функции распределения;  $N_2$  определялась также исходя из функции распределения легких дырок.

Нетрудно видеть, что при  $\mu_2 B/c \gg 1$  и  $\mu_1 B/c \approx 1$  скорость набора энергии тяжелыми дырками больше, чем легкими. В результате в скрещенных электрическом и магнитном полях  $T_1 > T_2$ , в то время как при  $B = 0$  справедливо неравенство  $T_2 > T_1$ . Таким образом, в полях  $E \perp B$  может возникнуть инверсия населенности при малых значениях импульса  $p$  (рис. 2). Из-за большей средней энергии тяжелых дырок частота их межподзонного рассеяния в полях  $E \perp B$  увеличивается по сравнению с исходной сильнее, чем для легких дырок. Это приводит, согласно (4), к увеличению концентрации легких дырок, что еще более увеличивает степень инверсии населенности дырок (рис. 2).

Коэффициент усиления света при прямых переходах между зонами легких и тяжелых дырок

$$\alpha_{21} = Ck^3 \{ \langle f_2 \rangle_{\alpha} - \langle f_1 \rangle_{\alpha} \} / \hbar v; \quad (9)$$

$$\varepsilon_2(p) - \varepsilon_1(p) = \hbar v,$$

где  $\langle f_2 \rangle_{\alpha}$  и  $\langle f_1 \rangle_{\alpha}$  — функции распределения тяжелых и легких дырок (1), усредненные по всем направлениям  $p$ , а коэффициент  $C$  может быть получен из сравнения с экспериментальными значениями коэффициента поглощения света при прямых межподзонных переходах дырок из зоны тяжелых в зону легких дырок [9]. Он оказался равным  $C = 1.24 \cdot 10^{-17}$  эВ·см $^2$ . Коэффициент усиления света  $\alpha_a$  уменьшается из-за поглощения света при не прямых внутри- и межподзонных переходах дырок с участием А- и О-фононов и примесей на величину  $\alpha_j$ . В результате

$$\alpha_a = \alpha_{21} - \alpha_j. \quad (10)$$

Величина  $\alpha_j$  была рассчитана во втором порядке теории возмущений. Результаты расчетов представлены на рис. 3, *a*. Для сравнения на рис. 3, *b* показаны результаты вычислений на основании экспериментально определенных функций распределения тяжелых и легких дырок [8]. Несмотря на грубую аппроксимацию

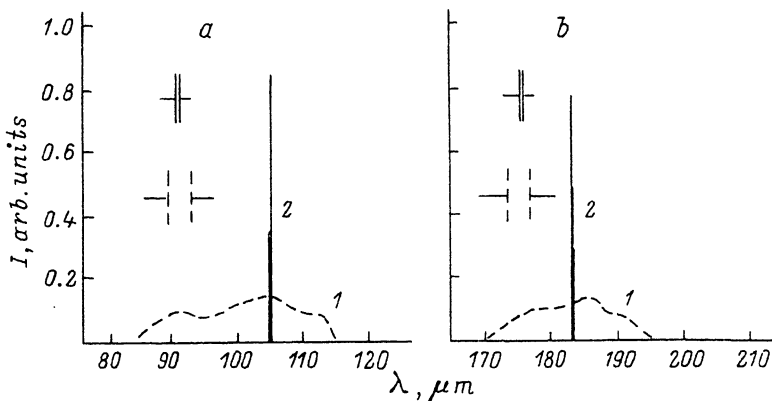


Рис. 4. Спектры излучения  $I$  лазера с неселективным (1) и селективным (2) резонатором.  $T = 4.2$  К. Селективный резонатор — полуконфокальный, включающий в себя сферическое зеркало с  $R \approx 0.95 \div 0.97$ .  $a - E = 1.3$  кВ/см;  $B = 1.6$  Т.  $b - E = 0.55$  кВ/см;  $B = 0.55$  Т.

функций распределения в виде (1), результаты расчета с помощью уравнений баланса (2)—(4) удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Усиление для выбранных значений  $E$ ,  $B$  и концентрации примесей возможно в диапазоне 50—150 мкм. В длинноволновой области  $\alpha_s < 0$  из-за поглощения света дырками при не прямых внутри- и межподзонных переходах. В коротковолновой области при  $\lambda < 50$  мкм  $\alpha_s < 0$  из-за отсутствия инверсии населенности при больших  $p$ , а значит, и  $h\nu$  (рис. 2 и 1).

## 2. Конструкция лазера

Квантовый генератор представлял собой параллелепипед из германия  $p$ -типа проводимости ( $N = 6 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ) размерами  $50 \times 7 \times 5$  мм с омическими контактами на гранях  $5 \times 50$  мм. Грани  $5 \times 7$  мм были плоскопараллельны с точностью  $2'$  и отполированы. Грани  $7 \times 50$  мм шлифовались грубым порошком для подавления мод полного внутреннего отражения. Зеркала полуконфокального резонатора прикреплялись к торцам кристалла. Кристалл помещался в сверхпроводящий соленоид с внешним диаметром 20 и длиной 100 мм. Все устройство (кристалл с зеркалами резонатора и соленоид) находилось в стандартном транспортном сосуде Дьюара для жидкого гелия.

Длительность импульсов электрического поля могла меняться в интервале 0.3—5 мкс, частота повторения была менее 10 Гц.

## 3. Получение узкой линии генерации

Использовались два метода получения узкой линии генерации [10]. Первый метод основан на применении селективного зеркала, второй — это метод селекции мод [11]. Оба метода известны в квантовой электронике, но впервые применены для твердотельных лазеров субмиллиметрового диапазона. Их использование для получения узкой линии генерации полупроводникового лазера дальнего ИК диапазона имеет ряд особенностей.

3.1. *Первый метод.* Одно из зеркал резонатора было сферическим, с золотым покрытием и коэффициентом отражения  $R \approx 1$ . Второе зеркало представляло собой плоскую многослойную структуру, составленную из слоев тефлона и пластин кремния. Коэффициент отражения такого зеркала был вычислен согласно [12]. Генерация возникает, если  $R > 90$ —92%. Согласно вычислениям, такой

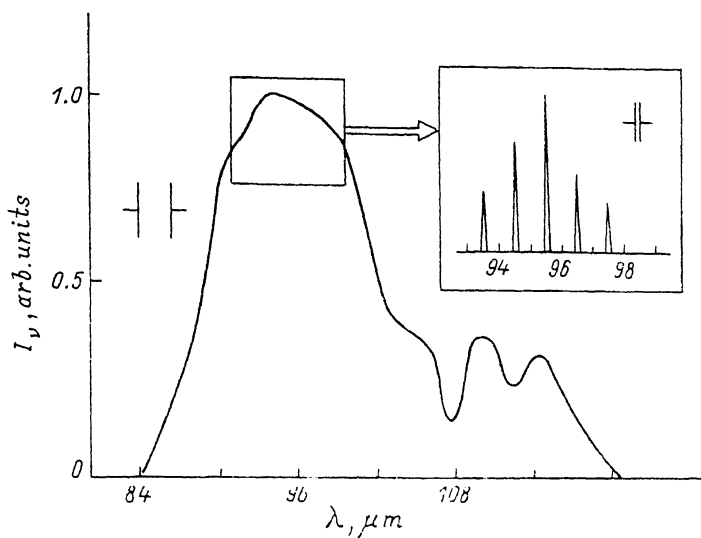


Рис. 5. Спектр излучения лазера с полуконфокальным резонатором.  $T = 4.2$  К. Плоское зеркало представляет собой металлическую сетку с  $R \approx 0.96$  при  $\lambda = 100$  мкм, отделенную от торца кристалла воздушным промежуток. На вставке — моды резонатора, образованного сеткой и торцом кристалла.  $E = 1.5$  кВ/см;  $B = 1.1$  Т.

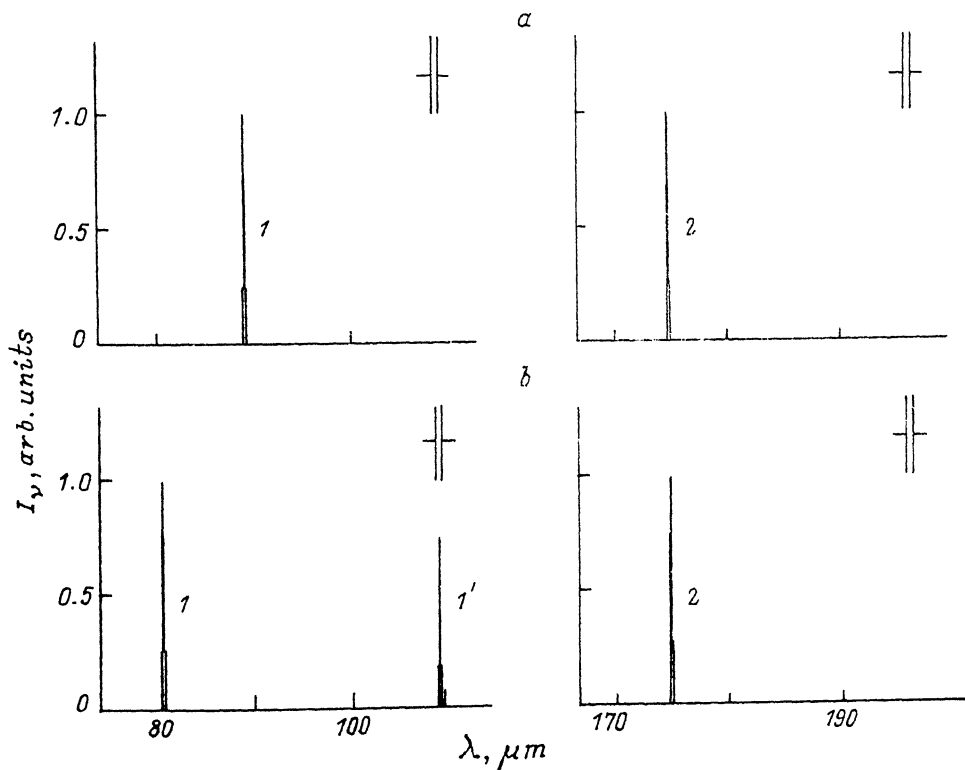


Рис. 6. Спектры излучения лазера с селекцией мод.  $a$  и  $b$  отличаются толщиной пластин.  $E$ , кВ/см:  $1, 1' - 1.5$ ,  $2 - 0.5$ ;  $B$ , Т:  $1, 1' - 1.1$ ;  $2 - 0.4$ .

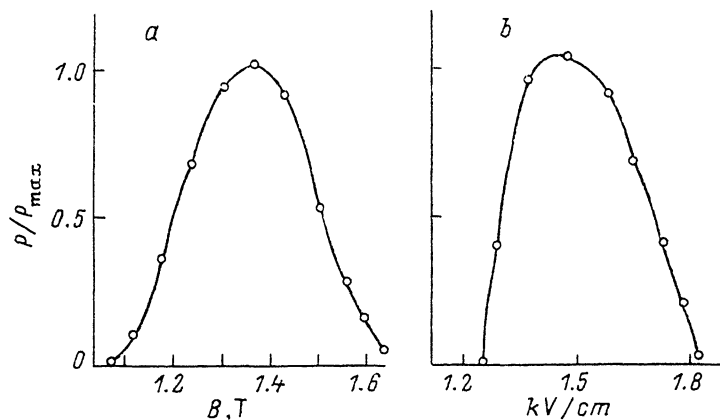


Рис. 7. Зависимости относительной мощности излучения  $P/P_{\max}$  от магнитного (а) и электрического (b) полей. а —  $E = 1.5$  кВ/см; б —  $B = 1.35$  Т.

коэффициент отражения для используемого многослойного зеркала может быть достигнут в узкой спектральной полосе, что и определяет избирательность резонатора.

Были получены две линии стимулированного излучения (сплошные линии на рис. 4). Спектральное разрешение прибора было  $\approx 0.3$  см $^{-1}$ . Перестройка длины волны излучения осуществлялась изменением магнитного и электрического полей. Полная интенсивность была примерно одинакова для лазеров с неселективным и селективным зеркалами и достигала 10 Вт. Сохранение мощности излучения свидетельствует об однородности уширения, что согласуется с динамикой движения легких дырок и механизмом появления инверсии населенности дырок.

**3.2. Второй метод.** Плоское зеркало представляло собой металлическую сетку с коэффициентом отражения  $R \approx 95-97\%$ , отделенную от торца кристалла воздушным промежутком. Спектр излучения такого лазера представлен на рис. 5. При достаточно хорошем разрешении в спектре отчетливо видны пики, расстояние между которыми  $\Delta\nu_j = c/2l$ , где  $l$  — расстояние между сеткой и торцом кристалла. Моды второго резонатора, образованного сферическим зеркалом на втором торце кристалла и его первым торцом, разделены спектральным интервалом  $\Delta\nu_L = c/2nL$ , где  $L$  — длина кристалла, причем  $\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_j$ . Селекция мод осуществлялась благодаря введению в воздушный зазор двух плоскопараллельных полупроводниковых пластин, играющих роль интерферометров Фабри—Перо. Спектры излучения показаны на рис. 6. Возможно, в результате взаимодействия мод указанных выше резонаторов и интерферометров была достигнута одномодовая генерация. Чтобы установить это, необходимо иметь прибор с разрешающей способностью  $\Delta\nu < \Delta\nu_L$ .

Перестройка линии излучения осуществлялась изменением  $B$  и  $E$ . Меняя толщину пластин и воздушного зазора, можно получить генерацию на любой длине волны из диапазонов 80—120 и 150—210 мкм. Для некоторых применений необходимо иметь сразу две линии излучения, разделенные спектральным интервалом  $\Delta\lambda = 20-30$  мкм. Такую ситуацию легко реализовать с помощью подбора толщин пластин (рис. 6, б).

Как и в предыдущем случае, интегральная мощность генерации была примерно одинаковой для широкого спектра (рис. 5) и узкой линии (рис. 6). Интенсивность излучения узкополосного лазера в зависимости от  $B$  и  $E$  представлена на рис. 7. Плавная зависимость в области максимума позволяет считать, что нестабильность  $B$  и  $E$  почти не отразится на мощности излучения. Мощность излучения узко-

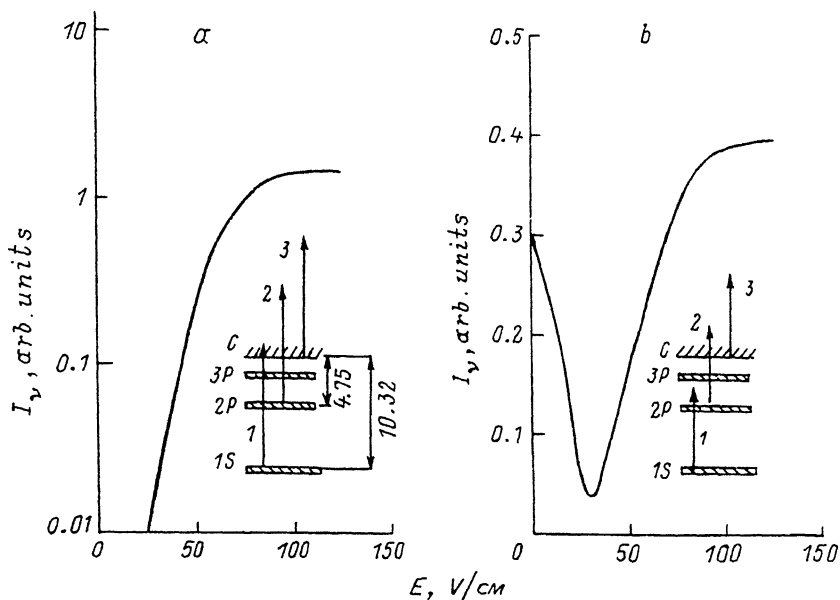


Рис. 8. Зависимости интенсивности прошедшего образец излучения от электрического поля.  $T = 4.2$  К.  $N_D = 7.6 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ . *a* — длина волны излучения 105 мкм ( $h\nu = 11.8$  мэВ); *b* — длина волны излучения 183 мкм ( $h\nu = 6.87$  мэВ). На вставках — схемы переходов, определяющих поглощение излучения лазера в германии, легированном сурьмой. Расщеплением основного состояния сурьмы на синглет и триплет пренебрегается. Энергии уровней приведены в мэВ.

полосного лазера в спектральной области 80—120 мкм достигала 4 Вт. Измеренная расходимость излучения была примерно равна 1°.

#### 4. Исследование примесного пробоя с помощью лазера дальнего ИК диапазона

Обычно анализ электрического пробоя мелких примесей в германии проводят с помощью вольт-амперных характеристик и эффекта Холла [13, 14]. Такие опыты позволяют найти зависимости концентрации свободных электронов  $n$  и их подвижности  $\mu$  от поля. Использование лазеров дальнего ИК диапазона расширяет информацию о примесном пробое. Можно дополнительно к зависимостям  $n(E)$  и  $\mu(E)$  определить концентрацию нейтральных доноров в основном и возбужденном состояниях  $N_D^S$  и  $N_D^P$  в зависимости от  $E$ . Кроме того, ставилась задача определить возможность использования пластины германия толщиной  $d$  в качестве управляемого полем затвора для лазера дальнего ИК излучения. Такой затвор может быть использован для осуществления модуляции добротности лазера и получения мощных коротких импульсов дальнего ИК излучения. Для этого необходимо выполнение условий  $\alpha_c d \gg \alpha_o L \gg \alpha_o d$ , где  $\alpha_c$  — коэффициент поглощения ИК излучения в закрытом состоянии ( $E = 0$ ),  $\alpha_o$  — в открытом состоянии ( $E \neq 0$ ),  $\alpha_o$  — коэффициент усиления излучения лазера. В закрытом состоянии поглощение  $\alpha_c$  определяется нейтральными атомами донора, а в открытом (при больших  $E$ ), главным образом, свободными электронами. Так как  $\alpha_c \gg \alpha_o$ , указанные условия легко осуществить, варьируя  $d$  и концентрацию доноров.

Для исследований были выбраны пластины германия  $n$ -типа, легированного сурьмой, размерами  $5 \times 5 \times 10$  мм и концентрацией  $n = 7.6 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ . Спектры пропускания излучения лазера представлены на рис. 8. На вставках показаны схемы переходов электронов, обуславливающих поглощение света с  $\lambda = 105$  и 183 мкм. Отметим, что сечение поглощения света ( $\lambda = 105$  мкм) нейтральными



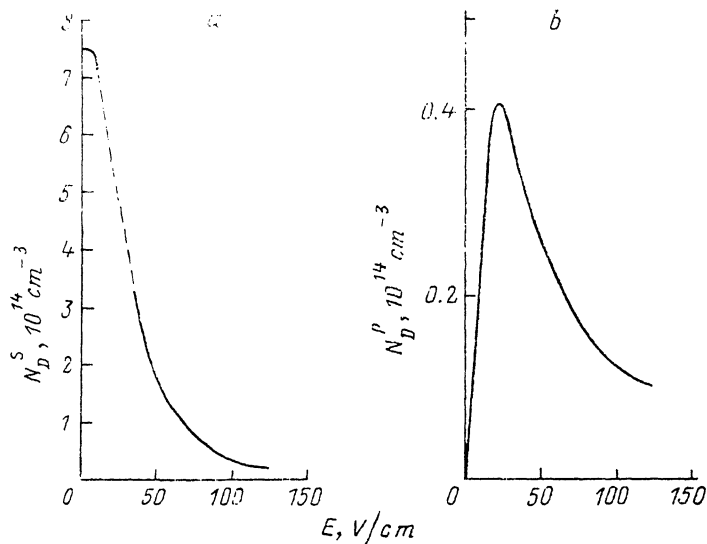


Рис. 9. Концентрации нейтральных доноров в германии в основном (а) и возбужденном (б) состояниях.  $T = 4.2$  К,  $N_D = 7.6 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ .

донорами сурьмы в германии (переходы 1 на рис. 8, а) велико:  $\sigma = 1.6 \cdot 10^{-14}$  см $^2$  [15]. При  $E = 0$  коэффициент поглощения излучения в использованном образце  $\alpha_c \approx 11$  см $^{-1}$ . Поэтому просветление образца наступает при напряжении, значительно превышающем напряжение пробоя (рис. 8, а). Необходимо заметить, что для излучения с  $\lambda = 183$  мкм  $\epsilon^{3P} - \epsilon^S > h\nu > \epsilon^{2P} - \epsilon^S$  (переходы 1 на рис. 8, б). Тем не менее поглощение света с такой энергией кванта возможно из-за уширения линий поглощения при внутрицентровых переходах электронов вследствие образования пар близко расположенных доноров и комплексов из 3, 4 и более примесных атомов [16]. Сечение поглощения на крыльях линий  $S \rightarrow 2P$  и  $S \rightarrow 3P$ , определенное по пропусканию света при  $E = 0$  (рис. 8, б), более чем на порядок меньше характерного для центра линий. Обозначим оба перехода как  $S \rightarrow P$  и будем в дальнейшем считать, что  $\alpha_{SP} = \sigma_{SP} N_D^S(E)$  и форма линий поглощения при переходах  $S \rightarrow P$  не меняется с  $E$ . Как следует из дальнейшего анализа, вклад переходов  $S \rightarrow P$  в поглощение света с  $\lambda = 183$  мкм мал по сравнению с вкладом переходов  $P \rightarrow$  зона проводимости  $C$  ( $P \rightarrow C$ , переходы 2 на рис. 8, б).

Для дальнейшего анализа необходимо определить коэффициент поглощения света горячими электронами (переходы 3 на рис. 8, а и б). Сечение поглощения света электронами  $\sigma_n(E)$  было вычислено с помощью уравнений баланса, аналогичных приведенным в разделе 1. При расчете  $\sigma_n(E)$  учитывалось взаимодействие электронов с акустическими, оптическими и междолинными фононами и примесями. Для простоты считалось, что имеется один возбужденный уровень. Отметим, что при  $h\nu \gg \epsilon_D^P$  сечение  $\sigma_{PC}$  пропорционально  $\epsilon_D^P$  и уменьшается с уменьшением энергии ионизации  $\epsilon_D^P$ . Поэтому вклад в поглощение света переходов из более высоколежащих состояний в зону проводимости меньше, чем переходов  $2P \rightarrow C$  (при одинаковом заполнении состояний). Сечения поглощения света при переходах электронов с основного состояния  $1S$  ( $1A_1 + 1T_1$ ) и возбужденного в зону проводимости  $\sigma_{SC}$  и  $\sigma_{PC}$  были взяты из литературных данных [15] или рассчитаны.

Результаты такого упрощенного анализа данных по пропусканию излучения представлены на рис. 9, *a*, *b*. Обращает на себя внимание рост числа возбужденных доноров  $N_D^p$  при увеличении  $E$ . Он вызван как взаимодействием горячих электронов с нейтральными донорами, так и захватом горячих электронов на возбужденные уровни. Последующий спад  $N_D^p$  с ростом  $E$  вызван ударной ионизацией возбужденных доноров.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. А. Андронов, В. А. Козлов, В. А. Мазов, В. Н. Шасти́н. Письма ЖЭТФ, 30, 585 (1979).
- [2] Л. Е. Воробьев, Ф. И. Осокин, В. И. Стафеев, В. Н. Тулупенко. Письма ЖЭТФ, 34, 125 (1981).
- [3] Л. Е. Воробьев, Ф. И. Осокин, В. И. Стафеев, В. Н. Тулупенко. Письма ЖЭТФ, 35, 360 (1982).
- [4] А. А. Андронов, И. В. Зверев, В. А. Козлов, Ю. Н. Ноздрин, С. А. Павлов. Письма ЖЭТФ, 40, 69 (1984).
- [5] S. Komiyama, N. Iizuka, Y. Akasaka. Appl. Phys. Lett., 47, 958 (1985).
- [6] Optic. Quant. Electron., Special Issue on Far-infrared Semiconductors Lasers, 23 (1991).
- [7] E. Pinson, R. Bray. Phys. Rev. A, 136, 1449 (1964).
- [8] Л. Е. Воробьев, В. И. Стафеев, В. Н. Тулупенко, Ю. К. Пожела, Е. В. Стариков, П. Н. Шикторов. ФТП, 19, 708 (1985).
- [9] М. А. Васильева, Л. Е. Воробьев, В. И. Стафеев. ФТП, 1, 29 (1967).
- [10] L. E. Vorobjev, S. N. Danilov, D. V. Donetzky, Yu. V. Kochegarov, V. I. Stafeev, D. A. Firsov. In: Proc. XVI Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves, 176. Lausanne (1991); In: Proc. 1991 Int. Semicond. Dev. Res. Symp., December, 387. Charlottesville (1991).
- [11] В. Демтредер. Лазерная спектроскопия. Основные принципы и техника эксперимента, 607. М. (1970).
- [12] М. Борн, Е. Вольф. Основы оптики, 855. М. (1970).
- [13] S. H. Koenig, R. D. Brown, W. Shillinger. Phys. Rev., 128, 1668 (1962).
- [14] В. Ф. Банная, Л. И. Веселова, Е. М. Гершензон, В. Р. Гринберг. ФТП, 5, 155 (1991).
- [15] J. H. Renzer, P. Fisher. Phys. Rev. A, 135, 1125 (1964); P. Fisher. Phys. Chem. Sol., 23, 1346 (1962).
- [16] Л. В. Берман, Ш. М. Коган. ФТП, 21, 153 (1987).

Редактор Л. В. Шаронова