

СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ ВОЗБУЖДЕННЫМИ И ОСНОВНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСИ В ГЕРМАНИИ

А.В.Муравьев, С.Г.Павлов, В.Н.Шастин

Обнаружена дискретная структура спектра излучения лазера длинноволнового ИК диапазона на горячих дырках Ge в $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях, которая объясняется дополнительным усилением на переходах между возбужденными и основным состояниями акцепторной примеси. Обсуждаются механизмы усиления на примесно-онных переходах и переходах между примесными состояниями.

1. Известны два механизма инверсии населенностей состояний валентной зоны Ge в скрещенных электрическом и магнитном $\vec{E} \perp \vec{H}$ полях. Один связан с перераспределением дырок между легкой l и тяжелой h подзонами при неупругом рассеянии на оптических фононах ¹ приводит к усилению на прямых оптических $l-h$ переходах ²⁻⁴. Другой обеспечивает инверсную заселенность нижних уровней Ландау легких дырок благодаря межподзонному туннелированию ⁵ и приводит к усилению на циклотронном резонансе легких дырок ^{6,7} и его гармониках ⁸.

В данной работе обнаружена дискретная структура спектра излучения лазера на горячих дырках Ge в области длин волн $\lambda \approx 150 - 200$ мкм, не объясняемая ни одним из этих механизмов усиления, которую авторы связывают с усилением на переходах между возбужденными (*ex.s.*) и основным (*g.s.*) состояниями акцепторной примеси в Ge. Соответствующая инверсия населенностей возникает из-за насыщения примесно-зонных $l \rightarrow ex.s.$ излучательных переходов при развитии генерации излучения на $l-h$ переходах.

2. Спектры стимулированного излучения дырок в $\vec{E} \perp \vec{H}$ исследовались на образцах промышленного Ge, легированного Ga (таблица). Грани образцов оптически обрабатывались с взаимной плоскопараллельностью не хуже $1'$. Образцы охлаждались жидким гелием и к ним через омические контакты на боковых гранях прикладывалось импульсное электрическое поле $\vec{E} \parallel [110]$. Магнитное поле ориентировалось вдоль длинной оси образцов: $\vec{H} \parallel [111]$ для образцов N1

и $\vec{H} \parallel [110]$ для $N2-N6$. Лазерная генерация развивалась либо на модах полного внутреннего отражения (образцы $N1,4$), либо на аксиальных модах резонатора с внешними зеркалами ($N3$), либо на тех и других ($N2,5,6$) в зависимости от типа электродинамической системы. Во всех случаях резонаторы являлись сверхразмерными и, следовательно, широкополосными. Излучение пропусклось через решеточный монохроматор и регистрировалось охлаждаемыми p -Ge(Ga) и n -GaAs фотоприемниками.

марка Ge	Ga $N_A - N_D,$ 10^{13} см^{-3}	размеры образцов, мм^3	схема резонатора	примесные переходы:		V-область, мкм
				G	E	
ГДГ45Д6	5,0	$N1 \ 5 \times 7 \times 51$	рис.1а	Ga,B,X	Al,X	80-140
ГДГ40Д6/3/	7,0	$N2 \ 5 \times 7 \times 65$	рис.1б	Ga,X	Ga	75-130
- " -	- " -	$N3 \ 4 \times 7 \times 40$		Ga,Al	Ga,B	80-135
- " -	- " -	$N4 \ 5 \times 9 \times 81$	рис.1в	Ga	-	80-125
ГДГ30Д6/3/	9,2	$N5 \ 3 \times 5 \times 52$	рис.1б	Ga	-	75-125
ГДГ20Д6/3/	14	$N6 \ 3 \times 8 \times 65$	рис.1б	Ga	-	75-115

Примечание: Ga,Al,B-идентифицированные, X - неидентифицированные линии

3. Обнаружено, что спектры излучения в области $\lambda \approx 150 - 200$ мкм имеют дискретный характер в контрасте со сплошным спектром в области $\lambda \approx 75 - 140$ мкм (V-область). Наиболее сильные из обнаруженных дискретных линий коррелируют с линиями примесного поглощения Ge : Ga⁹ - линии G (185 мкм) и E (155 мкм) (рис.1). Положение этих линий не зависит от значений приложенных полей в пределах зоны генерации (рис.2), типа и размеров резонатора, кристаллографической ориентации, степени легирования образцов Ge, а также типа приемника. Генерация в линии E, в отличие от G, не развивается без генерации в спектральной полосе V (эффект "антиконкуренции") (рис. 2а). На зависимости интенсивности линий G и E от магнитного поля обнаружены экстремумы, связанные с усилением на 3 - 5 гармониках циклотронного резонанса легких дырок, аналогичные наблюдаемым ранее в V-области генерации⁸.

4. Для объяснения полученных результатов отметим, что процесс ударной ионизации в сильном электрическом поле выравнивает населенности примесных состояний и состояний подзоны тяжелых дырок, и инверсия на $l-h$ переходах автоматически означает и инверсию на переходах из легкой подзоны в примесные состояния. Соответствующие оптические переходы $l \rightarrow g.s.$ и $l \rightarrow ex.s.$ служат дополнительным каналом усиления илучения с коэффициентом усиления α_{li} (который при $N_A - N_D \gtrsim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ может сравняться с $l-h$ усилением α_{lh}). Спектр этих переходов широкий и перекрывается полосой $l-h$ усиления (энергия ионизации основного состояния $\epsilon_{g.s.} = 11,3$ мэВ соответствует $\lambda \approx 110$ мкм), поэтому их трудно выделить на фоне генерации на $l-h$ переходах.

С другой стороны, индуцированные $l \rightarrow ex.s.$ переходы выравнивают населенности легкой подзоны и соответствующего $ex.s.$ состояния, создавая т.о. инверсию населенностей на $ex.s. \rightarrow g.s.$ переходах. Вероятность каскадного двухфотонного перехода ($l \rightarrow ex.s. \rightarrow g.s.$) пропорциональна произведению спектральной интенсивности $J(\tilde{\omega})$ на частоте $\tilde{\omega} = (\epsilon_{ex.s.} - \epsilon_{g.s.})/\hbar$ и интегральной интенсивности излучения $I = \int J(\omega) d\omega$, которая играет роль своеобразной оптической накачки. На рис. 3 показаны два варианта таких переходов: когда энергия индуцирующего кванта совпадает с $\hbar\tilde{\omega}$ (а) и не совпадает (б). Последнее возможно, если $\alpha_i = \alpha_{lh} + \alpha_{li} - \beta$ (β - коэффициент потерь) имеет провал в окрестности частоты $\tilde{\omega}$: $\alpha_i(\tilde{\omega}) < 0$. Этот провал существует на α_{lh} при $\lambda \approx 140-160$ мкм из-за межподзонного примесного рассеяния^{3,4}. Без учета насыщения полый коэффициент усиления на частоте $\tilde{\omega}$ имеет вид: $\alpha(\tilde{\omega}) = \alpha_i(\tilde{\omega}) + \gamma I$.

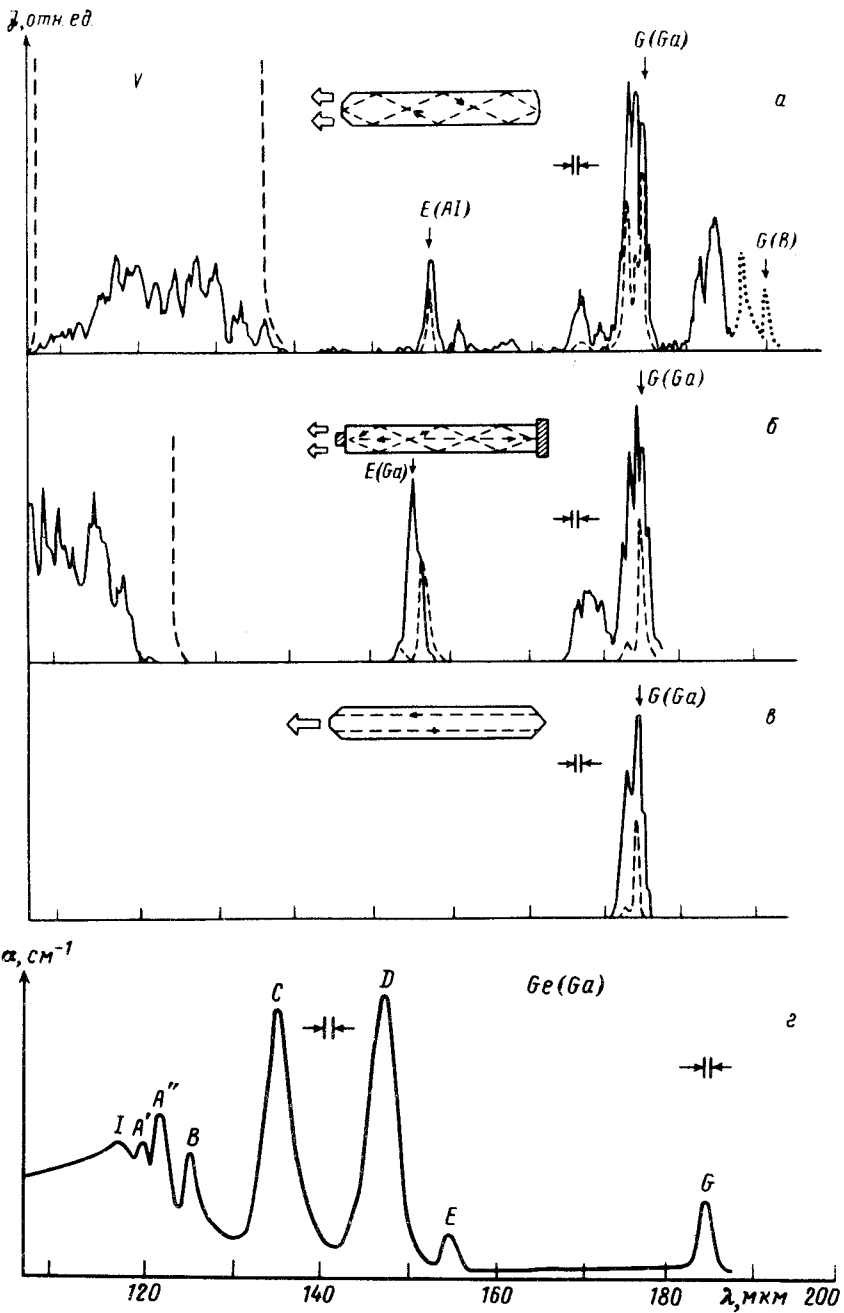


Рис. 1. Спектры излучения лазеров (а- в) : а) образец N1, $H = 7$ кЭ $E = 900$ В/см; точками отмечена часть спектра, появляющаяся при $H = 5,5$ кЭ, $E = 700$ В/см; б) N2, 6,5 кЭ, 850 В/см; в) N4, 4,5 кЭ, 600 В/см; сплошная линия - n-GaAs, пунктир - p-Ge(Ga) приемники; г) спектр поглощения Ge:Ga с $N_A \approx 2 \times 10^{14}$ см $^{-3}$, $T = 9$ К °.

Член γI приводит в случае (а) к более быстрому, чем экспоненциальный, росту $J(\tilde{\omega})$: $J(\tilde{\omega}) \sim 1/(\exp(-\alpha_t(\tau - \tau_0)) - 1)$, а в случае (б) к "жесткому" режиму возбуждения генерации на частоте $\tilde{\omega}$.

По мнению авторов, механизм усиления (а) отвечает за генерацию излучения в линии G, а механизм (б) в линии E. Этим объясняется и эффект анतिकонкуренции для линии E (излучение в полосе V служит для нее оптической

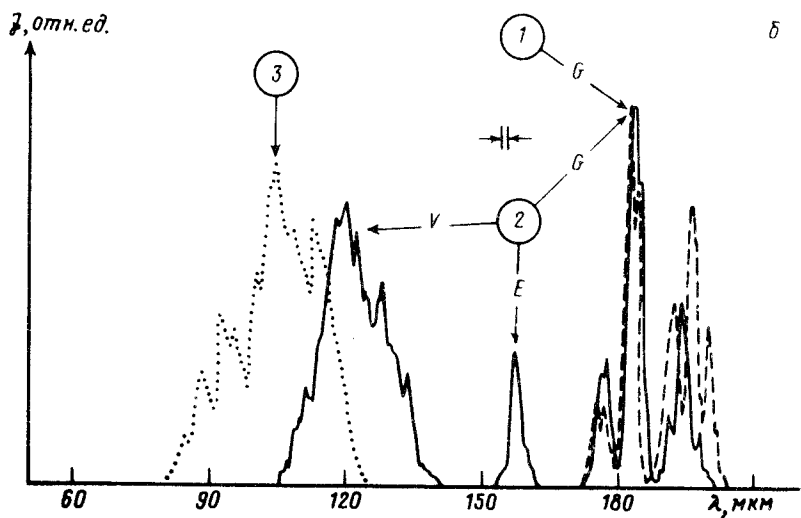
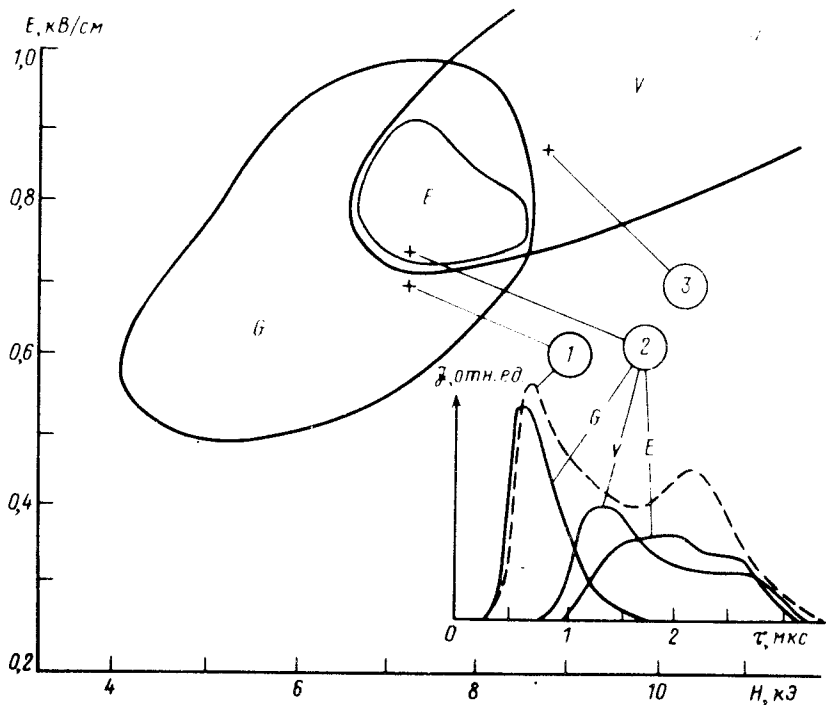


Рис. 2. Характеристики излучения образца N1: зоны генерации (а) и форма импульсов генерации (вставка) на трех λ : $G \approx 185$, $E \approx 157$, $V \approx 125$ мкм и спектры излучения (б) в полях: 1) $H = 7,2$ кЭ, $E = 710$ В/см (пунктир); 2) $7,2$ кЭ, 740 В/см (сплошная линия); 3) $8,8$ кЭ, 880 В/см (точки).

накачкой), и то, что генерация в линии G появляется раньше, чем на других частотах. Подавление линии G при развитии генерации в полосе V связано с частотной конкуренцией на $l-h$ оптических переходах (точка 2 на рис. 2). Расширение спектра генерации на $l-h$ переходах в область $\lambda \leq 110$ мкм при увеличении E и H полей (точка 3 на рис. 2) приводит к появлению индуцированных $l \rightarrow g.s.$ переходов, которые увеличивают заселенность $g.s.$ состояния и т.о. снимают инверсию населенностей на переходах $e.z.s. \rightarrow g.s.$, что приводит к исчезновению

генерации в G и E линиях. Отсутствие в спектрах излучения других примесных линий (C, D) объясняется неэффективностью оптической ($l \rightarrow e.s.$) накачки на частоте $\tilde{\omega}_C(\tilde{\omega}_D)$ (рис. 3 a), и тем более в полосе V , из-за более сильной локализованности волновых функций соответствующих примесных состояний в \bar{r} -пространстве.

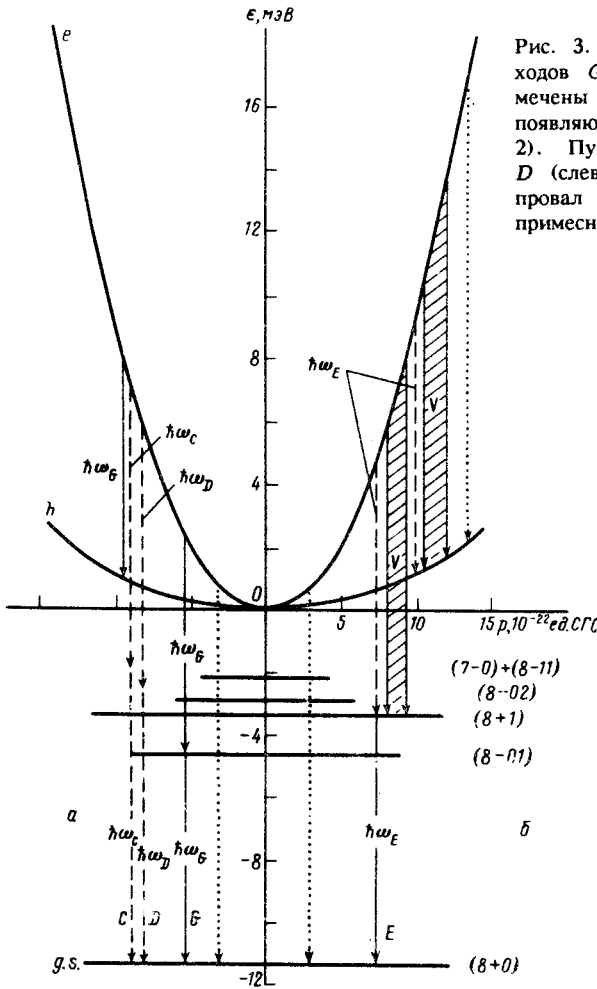


Рис. 3. Схемы излучательных примесных переходов G (слева) и E (справа). Точками отмечены конкурирующие переходы с $\hbar\omega \geq \epsilon_{g.s.}$, появляющиеся в сильных полях (точка 3 на рис. 2). Пунктиром - ненаблюдаемые переходы C и D (слева) и переходы, попадающие в частотный провал на $\alpha I \hbar$ (справа). Оценки локализации примесных состояний сделаны по ¹⁰.

Т.о. анализ полученных результатов показывает, что дискретный характер длинноволновой части спектра лазера обусловлен стимулированным излучением на переходах между нижними возбужденными и основным состояниями акцепторной примеси в Ge: $G - (8 - 01) \rightarrow (8 + 0)$ и $E - (8 + 1) \rightarrow (8 + 0)$.

В заключение отметим, что кроме Ga в исследовавшихся образцах Ge могли присутствовать примеси других элементов III группы: B, Al, In¹¹ и часть линий в спектрах излучения лазера коррелирует с переходами G и E типа для B и Al (см. таблицу и рис.1). Для подтверждения сделанных выводов желательно исследование образцов с иной легирующей примесью.

Литература

1. Андронов А.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 585.
2. Андронов А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 69.
3. Муравьев А.В., Ноздрин Ю.Н., Шастин В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 348.

4. *Kotiyama S., Kuroda S.* Phys. Rev. B, 1988, 38,1274.
5. *Дьяконов М.И., Перель В.И.* ЖЭТФ, 1987, 92, 350.
6. *Васильев Ю.Б., Иванов Ю.Л.* Письма в ЖЭТФ, 1984, 10, 949.
7. *Митягин Ю.А. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 116.
8. *Муравьев А.В., Ноздрин Ю.Н., Шастиш В.Н.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 241.
9. *Jones R.L., Fisher P. J.* Phys. Chem. Solids, 1965, 26, 1125.
10. *Schechter D. J.* Phys. Chem. Solids, 1962, 23, 237.
11. *Халлер А.А.* Изв. АН СССР, сер. физич., 1978, N6, 1166.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 июля 1990 г.
