

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС ГОРЯЧИХ ДЫРОК ГЕРМАНИЯ

Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф.,
Никонов В. В., Чернобровцева М. Д.

Исследованы спектры циклотронного резонанса (ЦР) горячих дырок германия в широком интервале длин волн $\lambda \sim 0.3 \div 2.0$ мм в сильных электрических полях $E \approx 0.1 \div 5.0$ кВ/см ($E \perp H$) при низких температурах $T \leq 40$ К. Обнаружено изменение спектрального состава циклотронного поглощения тяжелых дырок германия в сильных электрических полях, обусловленное сложным характером их движения в $E \perp H$ полях. Исследована динамика перенаселенности подзоны легких дырок и изучены особенности поглощения p -Ge, связанные с возникновением инвертированных распределений носителей заряда.

1. *Введение.* Исследование циклотронного резонанса (ЦР) горячих носителей заряда в полупроводниках дает возможность получать информацию о динамике частиц в сильных E , H полях, их функции распределения и высокочастотной проводимости. Настоящая работа посвящена исследованию ЦР горячих дырок германия в $E \perp H$ полях¹ при низких температурах $T \leq 40$ К с целью выявления особенностей проводимости на ЦР носителей со сложным законом дисперсии, поиска инвертированных распределений горячих дырок и связанной с этим возможностью усиления электромагнитных волн субмиллиметрового диапазона.

В скрещенных электрическом и магнитном полях $E \perp H$ циклотронное вращение дырок за счет холловского дрейфа происходит с изменением их кинетической энергии и дырки могут быть вынесены в область $\mathcal{E} \gg k_B T$, что существенно меняет их динамику (см., например, [3, 4]). Попадающие в область энергий $\mathcal{E} > \hbar \omega_0$ ($\hbar \omega_0 \approx 37$ мэВ — энергия оптического фонона) дырки неупруго рассеиваются с испусканием оптических фононов за время $\tau \sim \nu_0^{-1} \approx \approx 10^{-12}$ с. Таким образом, если циклотронная частота дырок $\omega_c \leq \nu_0$, то в ЦР участвуют лишь те носители, которые вращаются по замкнутым в фазовом пространстве $\mathcal{E} < \hbar \omega_0$ траекториям. Поле E можно изменять объем области замкнутых траекторий и число дырок в ней, что сказывается на интегральной интенсивности линии поглощения $S = \int I(H) dH$. Электрическое поле изменяет также топологию циклотронных орбит и их заселение дырками, что приводит к изменению спектрального состава поглощения, формы линии ЦР и, в принципе, к смене знака поглощения.

2. *Методика эксперимента.* В настоящей работе использовалась экспериментальная методика, предложенная в работах [3, 4], где были выполнены первые исследования спектров ЦР в p -Ge в сильных импульсных электрических полях $E \perp H$ при гелиевых температурах (см. также [2, 5]). Измерения проводились при круговой поляризации микроволнового излучения ($\lambda = 0.3 \div 2.0$ мм). Образец p -Ge в виде плоскопараллельной пластинки помещался в жидком He⁴ в центре сверхпроводящего соленоида так, что его плоскость была перпендикулярна оси соленоида и волновому вектору излучения. Свободные носители

¹ ЦР горячих дырок германия в продольных $E \parallel H$ полях исследовался в работе [4]. В работе [2] изучался ЦР в n -Ge в $E \perp H$ полях.

создавались в результате ударной ионизации акцепторных примесей Ga ($N_A - N_D \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $K \leq 60\%$) импульсами сильного электрического поля, которые прикладывались к образцу через омические неинжектирующие контакты. Генерация свободных носителей приводила к модуляции проходящего через образец излучения, которое детектировалось приемником из $n\text{-InSb}$. Сигнал с приемника после усиления и строб-интегрирования записывался на двухкоординатном самописце при автоматической развертке магнитного поля. Частота микроволнового излучения выбиралась таким образом, чтобы на толщине образца d укладывалось целое число полувольт в кристалле $\omega \sqrt{\epsilon_0} d / c = m\pi$ ($m=1, 2, 3, \dots$), где $\epsilon_0 = 15.36$ — диэлектрическая постоянная Ge. В этом случае регистрируемая в оптически тонких пластинках малая модуляция пропускания $\Delta T \ll 1$ определяется только действительной частью проводимости свободных носителей

$$\Delta T = \frac{\epsilon_0 + 1}{\epsilon_0} \frac{2\pi d}{c} \text{Re } \sigma(H).$$

В условиях эксперимента выделяемая в образце мощность доходила до нескольких МВт/см³, в результате чего за время импульса $\tau_{\text{имп}} \sim 10$ мкс образец

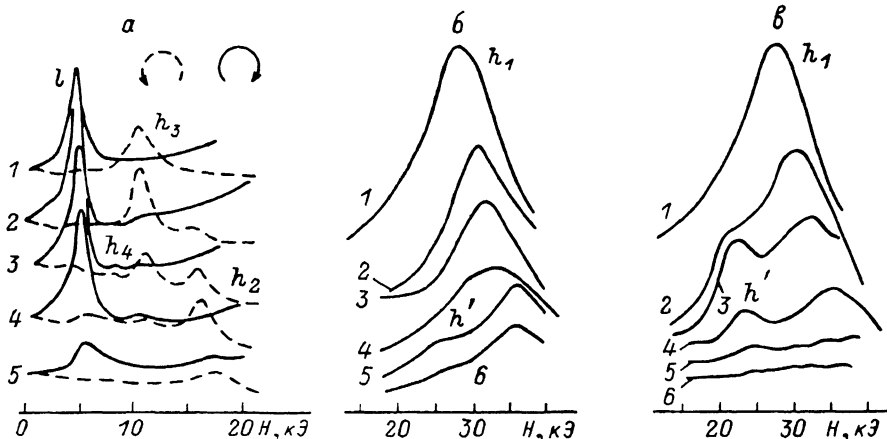


Рис. 1. Спектры ЦР легких (l) и тяжелых (h) дырок Ge в $E \perp H$ полях ($H \parallel [001]$) на длине волны $\lambda = 1.1$ мм.

Сплошные линии — «дырочная» круговая поляризация, штриховые — «электронная» круговая поляризация; а) $E \parallel [100]$; E , кВ/см: 1 — 0 ($T=30$ К), 2 — 0.14, 3 — 0.48, 4 — 0.77, 5 — 1.57; б) $E \parallel [100]$; E , кВ/см: 1 — 0 ($T=40$ К), 2 — 2.0, 3 — 2.7, 4 — 3.2, 5 — 4.2, 6 — 4.8; в) $E \parallel [110]$; E , кВ/см: 1 — 0 ($T=40$ К), 2 — 2.0, 3 — 2.4, 4 — 3.2, 5 — 3.5, 6 — 4.0.

адиабатически нагревался до температуры $T \leq 40$ К и медленно остывал за время между импульсами ($f_{\text{повт}} \approx 3$ Гц). Это позволяло наряду со спектрами ЦР в сильном электрическом поле регистрировать ЦР равновесных дырок сразу после импульса поля в условиях полной термоионизации мелких примесных центров при $T \geq 30$ К.

3. Спектры ЦР горячих дырок. Характерные спектры ЦР дырок Ge представлены на рис. 1, 2. В миллиметровом диапазоне (рис. 1) в спектре присутствуют линии ЦР легких (l) и тяжелых (h_1) дырок и высшие гармоники ($h_2 \div h_4$) ЦР тяжелых дырок. В равновесных спектрах поглощения первая гармоника ЦР тяжелых дырок h_1 наблюдается при «дырочной», а третья h_3 — при «электронной» круговой поляризации электромагнитной волны, четные гармоники отсутствуют. Это является следствием осевой симметрии 4-го порядка кристаллографического направления $[001] \parallel H$ и соответственно симметрии траекторий движения дырок в фазовом пространстве [3, 4]. Наложение электрического поля $E \perp H$ приводит к понижению симметрии траекторий [3, 4], что проявляется в изменении поляризации 3-й гармоники и в возникновении четных 2-й и 4-й гармоник. В достаточно сильных электрических полях ($E/H > 0.1$ В/см·Э) гармоники пропадают и возникает новая линия поглощения h' вблизи размытой линии ЦР тяжелых дырок h_1 . Отсечка гармоник и уширение линии h_1 связаны с тем, что при таких полях не остается замкнутых в области

энергий $\varepsilon < \hbar\omega_0$ траекторий дырок с малой дисперсией циклотронных частот $\omega \approx \omega_{c1} = eH/m_{c1}c$, где $m_{c1} \approx 0.28 m_0$. Именно эти дырки и определяют резонансное поглощение в равновесном случае и в умеренных электрических полях (см., например, [3]). В сильных же электрических полях ($E/H > 0.1$ В/см·Э) дисперсия циклотронных частот мала для дырок на траекториях вблизи центров вращения частиц в p -пространстве, где она заметно превышает ω_{c1} [3, 4, 6]. С этими дырками связано возникновение новой линии поглощения h' на фоне размытой линии h_1 . Как видно из рис. 1, при $H \parallel [100]$ новая линия h' проявляется значительно слабее, чем при $H \parallel [110]$,² что объясняется более сильной дисперсией циклотронных частот на траекториях вблизи центра в первом случае из-за наличия седловой точки [3, 6].

Результаты начатых в работах [3, 4] и развитых здесь экспериментальных исследований ЦР тяжелых дырок удовлетворительно согласуются с теорией

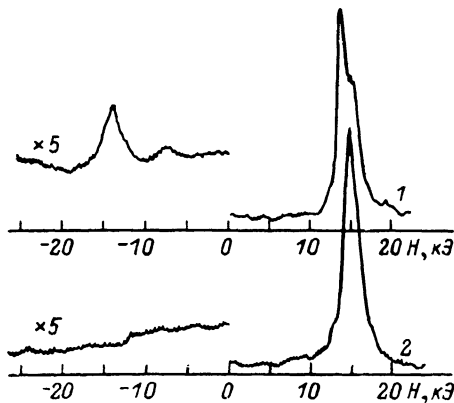


Рис. 2. Спектры ЦР равновесных (1) ($T = 30$ К) и горячих (2) ($E_{пр} = 1.8$ кВ/см) дырок Ge, измеренные на круговой поляризации волны при $\lambda = 350$ мкм.

Образец холловской геометрии, $E_{пр} \parallel [100]$, $H \parallel [001]$.

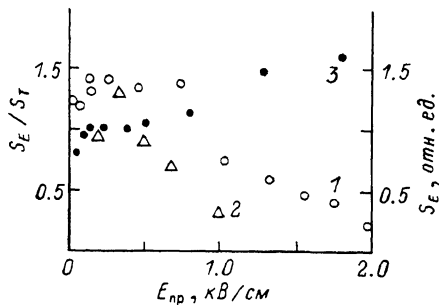


Рис. 3. Интегральная интенсивность линии ЦР легких дырок Ge в электрическом поле.

S_E/S_T : 1 — $\lambda = 1.1$ мм ($H \sim 5$ кЭ) (рис. 1, а); 2 — $\lambda = 2.1$ мм ($H \sim 2.5$ кЭ); S_E в отн. ед.; 3 — $\lambda = 350$ мкм ($H \sim 15$ кЭ).

проводимости на ЦР горячих дырок с анизотропным и непараболическим законом дисперсии [3]. Проявление особенностей динамики на ЦР в $E \perp H$ полях дало основание полагать, что аналогичные эффекты имеют место и в $E \parallel H$ полях, где ожидалась отрицательная проводимость на ЦР дырок с отрицательными эффективными массами [7], и стимулировало экспериментальные исследования, приведшие к обнаружению индуцированного излучения [8, 1].

Спектры ЦР легких дырок исследовались в интервале длин волн $\lambda \approx 0.35 \div 2.1$ мм. При $\lambda \approx 2.1$ мм спектры в целом аналогичны приведенным на рис. 1, а ($\lambda \approx 1.1$ мм). В коротковолновой части субмиллиметрового диапазона (рис. 2) в спектре равновесного ЦР проявляются особенности, связанные с неэквидистантностью уровней Ландау вблизи дна валентной зоны Ge [9], поскольку в столь сильных магнитных полях заселенными оказываются лишь несколько нижних уровней ($k_B T < \hbar\omega_c$, при $T \sim 30$ К). В сильных электрических полях благодаря разогреву дырок линия ЦР сглаживается, исчезают резонансы, связанные с переходами между уровнями Ландау в тяжелой и легкой подзонах на «электронной» поляризации при $H \approx -7$ и $H \approx -14$ кЭ (типа $S_1 - S_2$ и $S_0 - I_1$) [9, 10]. Относительная ширина линии ЦР горячих дырок $\delta = \Delta H_{0.5}/H_{рез}$ падает с частотой, но медленнее, чем следует из формулы Друде $\delta \sim \omega^{-1}$, и даже на коротких волнах ($\lambda \sim 0.35$ мм) остается довольно большой $\delta \sim 0.08$: сказывается дисперсия циклотронных частот легких дырок с различными энергиями, связанная с непараболическостью и анизотропией подзоны легких

² Эти измерения выполнялись на образцах p -Ge, у которых размер в направлении холловского дрейфа был в несколько раз больше, чем в направлении приложенного электрического поля, что позволяло пренебречь полем Холла и считать, что кристаллографическое направление E в образце задается геометрией контактов.

дырок [3] (в отсутствие неоднородного уширения рассеяние на акустических фононах приводило бы к величине $\delta \leq 0.02$ при $\lambda \approx 0.35$ мм). Разогрев дырок в сильном электрическом поле приводил к смещению линии ЦР в область больших магнитных полей. В отдельных образцах смещение было значительным и достигало 20 % в полях, соответствующих касанию «главной» траекторией (проходящей через точку $p=0$) границы области энергий $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ ($E \approx 1.3$ кВ/см при $H \approx 5$ кЭ; рис. 1, а). Такое большое смещение линии наблюдалось в тех же образцах, где имела место заметная перенаселенность подзоны легких дырок (см. п. 4). Учитывая то, что разброс циклотронных частот легких дырок в области $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ не превышает 10 % [3], наблюдаемое смещение можно объяснить лишь сильной деформацией формы линии, вызванной локализацией дырок вблизи «главной» траектории и образованием инвертированного распределения дырок [3, 4]. С подобной инверсией, механизм образования которой до конца пока не ясен, по-видимому, связано индуцированное субмиллиметровое

Отношения напряженностей электрического и магнитного полей (в В/см · Э), соответствующие появлению областей замкнутых при $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ траекторий в подзонах тяжелых (1) и легких (2) дырок при различных кристаллографических ориентациях \mathbf{E} и \mathbf{H}

Направление вектора \mathbf{E}	Направление вектора \mathbf{H}	$(\frac{E}{H})_1$	$(\frac{E}{H})_2$
[100]	[001]	0.213	0.497
[110]	[001]	0.182	0.513
[110]	[111]	0.182	0.509
[110]	[112]	0.163	0.500
[111]	[112]	0.155	0.511
[111]	[110]	0.168	0.508
[112]	[111]	0.155	0.511
[112]	[110]	0.165	0.513

излучение легких дырок германия на ЦР в $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ полях, наблюдавшееся в работе [11] на более чистых образцах p -Ge ($p \leq 10^{13}$ см⁻³). В наших субмиллиметровых экспериментах при $\mathbf{H} \parallel [001]$ (рис. 2) отрицательная проводимость на ЦР не наблюдалась в отличие от работы [12], где было обнаружено усиление субмиллиметрового излучения на ЦР в p -Ge при другой кристаллографической ориентации \mathbf{H} .

4. *Эффект накопления легких дырок в $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ полях и инверсия 2—1 переходов.* Одним из ярких эффектов горячих носителей в p -Ge в $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ полях является накопление легких дырок, впервые обсуждавшееся в работе [13]. В достаточно сильных магнитных полях в области $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$ возникают замкнутые траектории, двигаясь по которым дырки не испытывают рассеяния на оптических фононах (см. таблицу). Вследствие большой разницы масс тяжелых (m_1) и легких (m_2) дырок существует значительный интервал магнитных полей при заданном

электрическом поле (или наоборот), когда в легкой зоне имеется область замкнутых траекторий, а в тяжелой зоне ее нет. Отношение концентраций дырок в этом случае может быть оценено [14] как $p_2/p_1 \approx (m_2/m_1)^{3/2} \omega_{E1} \tau$, где $\omega_{E1} = eE/\sqrt{2m_1\hbar\omega_0}$ — пролетная частота тяжелых дырок, а τ — среднее время жизни дырок в легкой подзоне, которое тем больше, чем больший фазовый объем занимают замкнутые траектории. С ростом H доля легких дырок увеличивается до тех пор, пока не возникают замкнутые траектории тяжелых дырок, что уменьшает приток частиц в легкую подзону. Накопление легких дырок может привести к инверсии прямых оптических переходов между тяжелой и легкой подзонами (1—2 переходы) [14]. Оценочным критерием достижения инверсии в полях $E \leq E_0$ является превышение долей легких дырок равновесного значения $p_2/p_1 > (m_2/m_1)^{3/2}$ [14].

Метод ЦР дает возможность прямого наблюдения эффекта накопления легких дырок [13]. Мерой их концентрации в области замкнутых траекторий служит интегральная интенсивность линии ЦР [3]:

$$S = \int I(H) dH \sim \int I(\omega) d\omega.$$

На рис. 3 приведены значения отношения интегральных интенсивностей линий ЦР в электрическом поле и в равновесном случае (когда все дырки термоионизованы) S_E/S_T , полученные из измерений спектров ЦР на длинах волн 1.1 и 2.1 мм. Уже в умеренных электрических полях имела место перенаселенность

подзоны легких дырок. При значительном увеличении электрического поля происходило падение интегральной интенсивности линии — отсечка ЦР, что естественно связать с уменьшением области замкнутых траекторий вплоть до ее исчезновения при $E/H \sim 0.5$ В/см·Э (см. таблицу).

Перенаселенность подзоны легких дырок должна увеличиваться с ростом E (и соответственно H) вплоть до $E \sim E_0 \approx 3.6$ кВ/см, $H \approx 18$ кЭ [15]. В этой связи представляют интерес исследования ЦР в коротковолновой части субмиллиметрового диапазона длин волн. На рис. 3 представлена также зависимость интегральной интенсивности линии ЦР легких дырок при $\lambda \approx 0.35$ мм от величины приложенного электрического поля. Результаты приведены в произвольных единицах, так как линия равновесного ЦР при $T \approx 30$ К $\lambda \approx 0.35$ мм (рис. 2) имеет существенно квантовый характер и нормировка на ее интегральную интенсивность не отражает действительной перенаселенности легкой подзоны. Как видно из рис. 4, при $E_{пр} = 100 \div 500$ В/см и $H \approx 15$ кЭ концентрация легких дырок почти не изменяется. В таких полях замагничены как легкие, так и тяжелые дырки, напряженность полного поля в образце определяется холловским полем³ и почти не зависит от приложенного поля, а концентрация легких дырок должна быть близка к равновесной. Повышение концентрации легких дырок возможно лишь при размативании тяжелых, когда приложенное электрическое поле превышает холловское, при $E_{пр} \geq \geq 1$ кВ/см, что и наблюдается экспериментально (рис. 3).

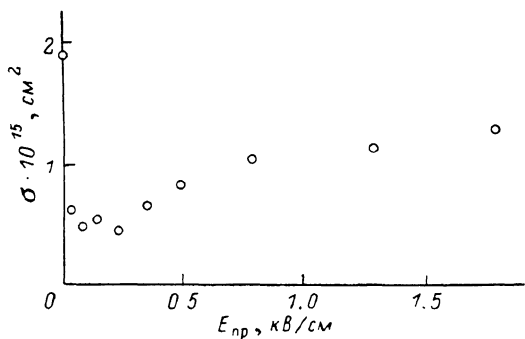


Рис. 4. Зависимость сечения поглощения дырок Ge от электрического поля при круговой поляризации волны ($\lambda = 350$ мкм, $k \perp E$, $E \parallel [100]$, $H = 0$).
Значение $\sigma(0)$ получено при $T = 30$ К.

Значительное накопление легких дырок при $H \approx 15$ кЭ, $E_{пр} \approx 1.8$ кВ/см должно приводить к инверсии 1—2 переходов. Как видно из рис. 2, в спектре поглощения при $H < 0$ наблюдается довольно заметное просветление образца при увеличении магнитного поля (здесь этот эффект не маскируется линией ЦР легких дырок, как при $H > 0$), что, по-видимому, связано с отрицательным поглощением на 1—2 переходах в $E \perp H$ полях.

Прямые измерения поглощения субмиллиметрового излучения в сильных электрических полях позволяют изучать наряду с межподзонной инверсией основные механизмы потерь на частотах 2—1 переходов. В настоящей работе исследовалась зависимость от электрического поля поглощения p -Ge при $H = 0$ на длине волны $\lambda = 0.35$ мм (рис. 4). При разогреве дырок электрическим полем поглощение сначала падает по сравнению с равновесным случаем, а затем в полях $E > 250$ В/см снова возрастает, что связано с действием двух механизмов поглощения.⁴ В равновесном случае при $T \sim 30$ К в p -Ge доминирует поглощение на 1—2 переходах (см., например, [16]). При разогреве дырок электрическим полем их средняя энергия возрастает, так что уменьшается число дырок с энергией $\mathcal{E} \sim 0.5$ мэВ ($\mathcal{E}/k_B \sim 6$ К) в тяжелой подзоне, способных поглощать кванты, соответствующие длине волны $\lambda = 0.35$ мм. Последующий рост поглощения связан, очевидно, с внутризонным друдевским механизмом поглощения при рассеянии на оптических фононах. Полученные путем прямых измерений значения сечений внутризонного поглощения позволяют уточнить длинноволновую границу для лазера на 2—1 переходах в Ge. Полагая $\sigma^{1-1} \sim \omega^{-2}$ и оценивая величину $\sigma^{2-1} \approx -5 \cdot 10^{-15}$ см², из результатов экспериментов по

³ Эти измерения в отличие от описанных выше проводились на образце холловской геометрии.

⁴ Аналогичный вид имеет зависимость интенсивности спонтанного излучения горячих дырок Ge от электрического поля (см., например, [15]).

возгоранию субмиллиметровой люминесценции в $E \perp H$ полях [17] и численного моделирования методом Монте-Карло [18] получаем $c^{2-l} + c^{l-1} < 0$ при $\lambda < 250$ мкм.

Авторы благодарны А. А. Андронову за обсуждение результатов работы и О. Ф. Гришину за подготовку образцов германия для экспериментов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Андронов А. А., Белянцев А. М., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Шварц М. М. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, в. 1, с. 367—385.
- [2] Ефимов Ю. А., Мандельштам Т. С., Мурзин В. Н., Чеботарев А. Н. — Препринт ФИ АН СССР, № 52. М., 1985. 26 с.
- [3] Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф. — В кн.: Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках. Горький, 1983, с. 141—171.
- [4] Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Ноздрин Ю. Н., Чернобровцева М. Д. — Письма ЖЭТФ, 1982, т. 35, в. 10, с. 432—435.
- [5] Komiyama S., Iizuka N., Sukeda H., Haller E. E. — In: Conf. Infr. Millimeter Waves. Conf. Digest. Takarazuka, Japan, 1984, p. 217—218.
- [6] Андронов А. А., Гавриленко В. И., Гришин О. Ф., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В. — В кн.: Тез. докл. V симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Вильнюс, 1983, с. 82—83.
- [7] Андронов А. А., Додин Е. П., Красильник З. Ф. — ФТП, 1982, т. 16, в. 2, с. 212—219.
- [8] Андронов А. А., Белянцев А. М., Гавриленко В. И., Додин Е. П., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, в. 6, с. 221—223.
- [9] Suzuki K., Hensel J. C. — Phys. Rev., 1974, v. B9, N 10, p. 4184—4218; 1974, v. B9, N 10, p. 4219—4257.
- [10] Гавриленко В. И., Кононенко В. Л., Мандельштам Т. С., Мурзин В. Н. — ДАН СССР, 1977, т. 232, в. 4, с. 802—805.
- [11] Иванов Ю. Л., Васильев Ю. Б. — Письма ЖТФ, 1983, т. 9, в. 10, с. 613—617.
- [12] Васильев Ю. Б., Иванов Ю. Л. — В кн.: Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе. Горький, 1986, с. 100—131.
- [13] Восилюс И. И. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 5, с. 924—927.
- [14] Андронов А. А., Козлов В. А., Мазов Л. С., Шастин В. Н. — Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, в. 9, с. 585—589.
- [15] Kozlov V. A. — J. Phys., 1981, v. 42, N 10 (Suppl. C7), p. 413—420.
- [16] Кононенко В. Л., Мурзин В. Н. — Кр. сообщ. по физике ФИ АН СССР, 1973, № 7, с. 3—7.
- [17] Берман Л. В., Гавриленко В. И., Красильник З. Ф., Никоноров В. В., Павлов С. А., Чеботарев А. П. — ФТП, 1985, т. 19, в. 3, с. 369—376.
- [18] Пожела Ю. К., Стариков Е. В., Шикторов П. Н. — Лит. физ. сб., 1985, т. 25, № 4, с. 7—18.

Институт прикладной физики
АН СССР
Горький

Получена 10.03.1987
Принята к печати 18.01.1988