

АНИЗОТРОПИЯ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ И СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧИХ ДЫРОК p -Ge В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Муравьев А. В., Нефедов И. М., Ноздрин Ю. Н., Шастин В. Н.

Представлены результаты эксперимента и численного моделирования по влиянию анизотропии зонной структуры на стимулированное излучение на межподзонных переходах дырок Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях. Измерены значения угла Холла в исследуемых образцах Ge в режиме генерации стимулированного излучения. Обсуждается оптимальная ориентация прикладываемых полей относительно кристаллографических направлений.

За последних четыре года выполнен большой объем экспериментальных исследований эффекта стимулированного излучения (СИ) на прямых оптических переходах между подзонами легких l и тяжелых h дырок p -Ge в скрещенных электрическом E и магнитном H ($E \perp H$) полях (см., например, [1⁻⁷]). Причем наиболее полно в опубликованных работах представлены результаты для магнитного поля, ориентированного вдоль $\langle 111 \rangle$ кристаллографического направления. Основные из них (по крайней мере в качественном отношении) хорошо объясняются в рамках изотропной модели валентной зоны, и влияние анизотропии l - и h -подзон на эффект СИ практически не обсуждалось. Исключение составляют работа [6], в которой проведены измерения на различных образцах в трех фиксированных конфигурациях электрического $E \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$ и магнитного $H \parallel \langle 112 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ полей, сообщение [7] об эффекте невязимности по магнитному полю и работа [8] по численному моделированию. В [6] отмечались оптимальность $E \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$, $H \parallel \langle 112 \rangle$ конфигураций полей для $l-h$ СИ и отсутствие такового при $E \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$, $H \parallel \langle 110 \rangle$. Заметим, однако, что сравнение результатов по СИ, полученных на различных образцах, требует высокой и трудно достижимой практически степени их идентичности. В [8] был сделан вывод, что при прочих равных условиях максимум коэффициента усиления на $l-h$ -переходах в $E \perp H$ полях достигается при $[E \times H] \parallel \langle 111 \rangle$. С другой стороны, за последнее время получены экспериментальные результаты, показавшие существенное влияние деформации кристалла Ge на $l-h$ СИ в $E \perp H$ полях [3, 9], и обнаружен новый и до сих пор не объясненный механизм СИ без магнитного поля [10]. Все это свидетельствует о важности всестороннего исследования эффектов анизотропии для развития полупроводниковых источников длинноволнового ИК диапазона.

Целью настоящей работы явилось исследование эффектов анизотропии недеформированного кристалла Ge в $l-h$ СИ горячих дырок в $E \perp H$ полях (кратко излагалось в [11]). Использованная методика измерений позволила отделить фактор анизотропии от других не менее существенных для СИ факторов, таких как разброс параметров качества образцов, неповторяемость их электродинамических характеристик, несовпадение условий измерений. Получены зависимости зон генерации, интенсивности, длительности импульсов СИ

от ориентации внешнего магнитного поля в окрестности характерных кристаллографических направлений при заданном направлении приложенного электрического поля. Для сопоставления с экспериментом проведены расчеты сечений усиления дырок на переходах в $E \perp H$ полях, выполненные методом численного моделирования Монте-Карло. \bar{V} отличие от [8] (см. также [2]) в этих расчетах проводилась оптимизация по величине магнитного поля для каждой из рассчитываемых $E \perp H$ конфигураций. Показано, что максимум сечения усиления заметно смещается по H в полном соответствии с изменением эффективной массы дрейфа тяжелых дырок и это важно для качественных оценок влияния анизотропии и сравнения расчетов с экспериментом. На основе расчетов и проведенного эксперимента сделан вывод об оптимальной конфигурации полей.

Э к с п е р и м е н т

Исследования проводились на охлаждаемых жидким гелием образцах малокомпенсированного $Ge : Ga$, изготовлявавшихся в форме прямоугольного параллелепипеда (рис. 1). Качественная обработка поверхностей и малые ($1' \div 30''$) отклонения от плоскопараллельности обеспечивали высокую добротность электромагнитного поля в образцах на модах полного внутреннего отражения. Выбор резонатора на модах полного внутреннего отражения является наиболее простым и надежным электродинамическим решением в специфических условиях эксперимента, и он оправдал себя в большинстве проведенных к настоящему времени исследований СИ на горячих носителях заряда в полупроводниках. Размеры, степень легирования, ориентация полей относительно кристаллографических направлений исследуемых образцов приведены в табл. 1. Согласно спектральным измерениям [4, 5], эффект СИ на указанных образцах развивается на модах с углами падения на торцевых гранях, близких к углу полного внутреннего отражения $\beta_0 \geq 14.8^\circ$. Токковые контакты наносились на узкие боковые грани $a \times c$, а внешнее магнитное поле H_0 ориентировалось вдоль оси c образцов, так что каждый из них исследовался в холловской геометрии. Точность ориентации осей образцов вдоль указанных в табл. 1 кристаллографических направлений составляла $1 \div 2^\circ$. Импульсы прикладываемого электрического поля $E_{пр} \leq 2.5$ кВ/см имели длительность до 10 мкс с передним фронтом около 0.5 мкс и частоту повторения до нескольких герц. Магнитное поле $H \leq 25$ кЭ создавалось сверхпроводящим соленоидом с дополнительной поперечной намоткой, позволявшей менять угол наклона φ этого поля относительно оси образца. Таким образом, $H = H_0 + H_\perp$, $\varphi = \arctg H_\perp / H_0$, где H_0 — поле соленоида, $H_0 \perp E_{пр}$, H_\perp — поле дополнительной намотки, $H_0 \perp H_\perp$. Крепеж образца позволял поворачивать его вокруг оси $c \parallel H_0$, изменяя угол θ между H_\perp и $E_{пр}$ (рис. 1) на 360° . Возможность плавного изменения θ , φ позволяла подробно исследовать влияние анизотропии Ge на СИ в окрестности выбранного кристаллографического направления. Излучение регистрировалось в направлении оси $c \parallel H_0$ $Ge : Ga$ -фотоприемником, удаленным от излучающего торца на $10 \div 15$ см. Все устройство было выполнено в виде «вставки» в транспортный гелиевый сосуд Дьюара, аналогичной той, что описана в [2]. Ограниченность размеров криогенной «вставки» определяла возможные значения отклоняющегося магнитного поля $H_\perp \leq 2$ кЭ. Неоднородность полного поля H на размерах исследовавшихся образцов не превышала 1 %.

Т а б л и ц а 1

№ образца	$a \times b \times c$, мм	$N_A - N_D$, см ⁻³	H_0	$E_{пр}$
1	$2.0 \times 4.5 \times 48.5$	$7 \cdot 10^{13}$	111	110
2	$4.0 \times 5.0 \times 51.0$	$1 \cdot 10^{14}$	111	112
3	$2.5 \times 5.0 \times 51.0$	$7 \cdot 10^{13}$	110	110
4	$2.5 \times 5.0 \times 51.0$	$7 \cdot 10^{13}$	110	100
5	$5.0 \times 9.0 \times 50.0$	$7 \cdot 10^{13}$	112	110

Далее приведены результаты эксперимента. На рис. 1 линиями a — $г$ ограничены области прикладываемых полей, в которых имел место эффект СИ — зоны генерации. Наличие двух подобластей СИ (линия a) является характерным для источников рассматриваемого типа на p -Ge с $\rho \geq 40 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ [1^{-4}] и соответствует двум спектральным полосам излучения: $\nu \approx 45 \div 55 \text{ см}^{-1}$ для подобласти 1 и $\nu \approx 75 \div 125 \text{ см}^{-1}$ — для 2. В случаях b — $г$ эти подобласти сливаются, а переход между ними сопровождается скачкообразным изменением частоты СИ. В фиксированных полях E_{np} , H_0 , отмеченных точками на рис. 1,

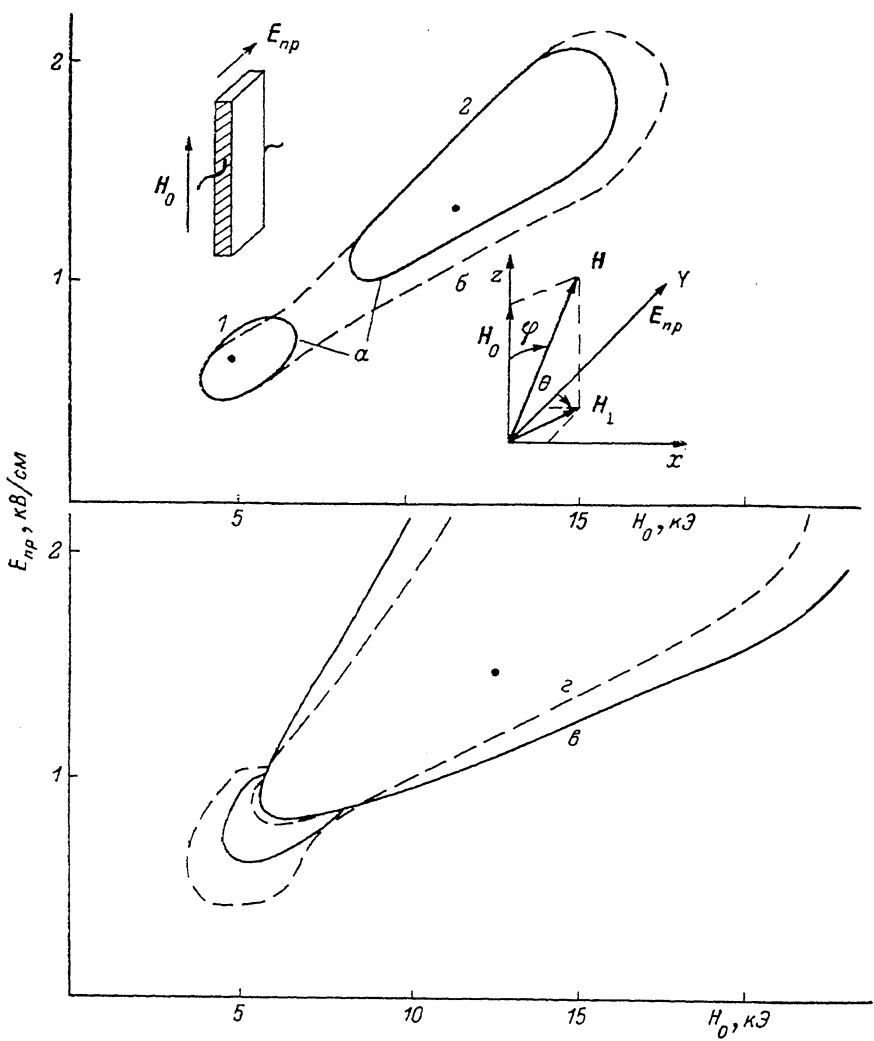


Рис. 1. Зоны генерации при $H_{\perp}=0$ образцов 1 (a), 3 (c) и при $H_{\perp}=1.3 \text{ кЭ}$, $\theta=\theta_0$ образца 1 (b).

На вставке — геометрия эксперимента.

снимались зависимости интенсивности СИ от величины и направления поля H_{\perp} . Соответствующие зоны генерации изображены на рис. 2 в полярной системе координат с радиусом-вектором H_{\perp}/H_0 , $\text{tg } \varphi = H_{\perp}/H_0 \approx \varphi$ — длина радиуса-вектора, θ — полярный угол, отсчитываемый от направления поля E_{np} . Зоны генерации на плоскости H_{\perp} для двух противоположных ориентаций поля H_0^{\pm} вытянуты вдоль симметрично расположенных направлений θ_0^{\pm} . Эти направления определяются требуемым для рассматриваемого эффекта СИ условием ортогональности $E \perp H$ полей, где $E = E_{np} + E_H$ — полное электрическое поле, а E_H — возникающее в образце и меняющее знак при смене знака поля H_0 (H_0^+ на H_0^-) холловское поле, $E_H \perp E_{np}$, H_0 . Отклонение направления поля H_{\perp}

от осей θ_0^\pm приводит к нарушению ортогональности $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ на угол $\delta \equiv \arcsin((\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}) / (E \cdot H)) \simeq \arcsin(\sin \varphi \sin(\theta - \theta_0^\pm))$ и ведет к срыву эффекта СИ (рис. 3). Холловский угол $\alpha_H \equiv \arccos |E_{np}/E|$ однозначно связан с θ_0^\pm , $\alpha_H = |\pi/2 - \theta_0^\pm| \simeq |(\theta_0^+ - \theta_0^-)/2|$, и определение углов θ_0^\pm позволяет получить значение α_H , а следовательно, величину и направление полного поля \mathbf{E} в образце. Характерным явилось почти одинаковое значение углов Холла $\alpha_H \simeq (40 \pm 3)^\circ$ для различных образцов (рис. 2) и значений полей в зонах генерации (рис. 2). Зависимость эффекта СИ от угла φ (рис. 3) при изменении \mathbf{H}_\perp в направлении $\theta = \theta_0^\pm$ определяется анизотропией валентной зоны и определяет оптимальность

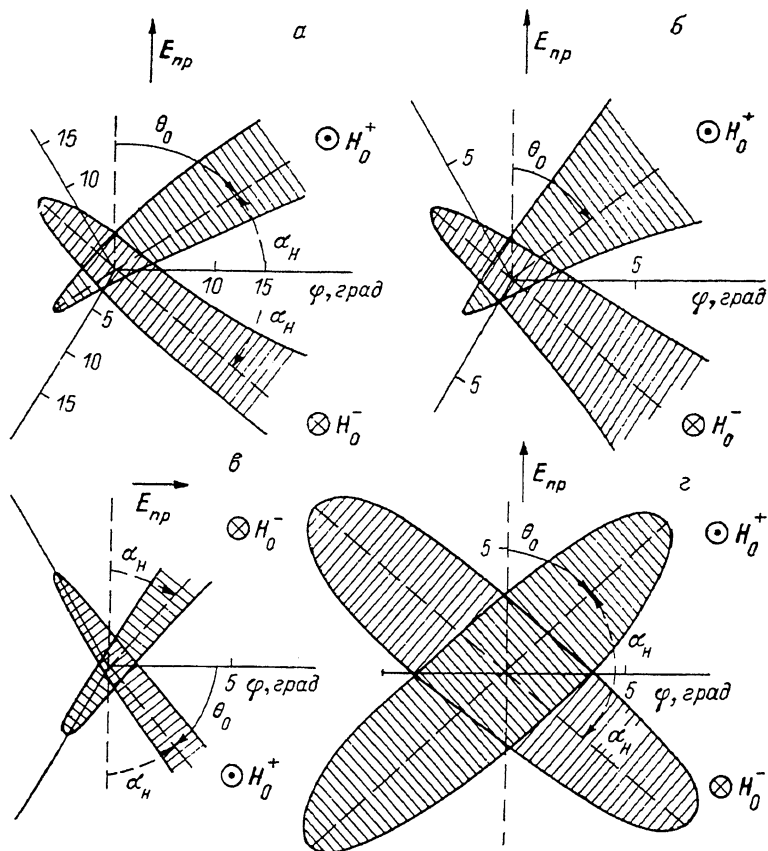


Рис. 2. Зоны генерации на плоскости $\mathbf{H}_\perp/\mathbf{H}_0$.

E_{np} , кВ/см (H_0 , кЭ): а — 0.7 (4.8), б — 1.3 (11.5) для образца 1, в — 1.2 (9.0) для образца 2, г — 1.4 (12.5) для образца 3.

ориентаций полей вблизи выбранных кристаллографических направлений. Полученные результаты не обнаружили качественных различий для низкочастотной (рис. 2, а) и высокочастотной (рис. 2, б) подобластей СИ, а также для $\langle 110 \rangle$ и $\langle 11\bar{2} \rangle$ ориентаций \mathbf{E}_{np} при $\mathbf{H}_0 \parallel \langle 111 \rangle$ (рис. 2, в). Оказалось, что в этих случаях максимум интенсивности СИ (ср. рис. 2, а и 3) имеет место при отклонении поля \mathbf{H} от $\mathbf{H}_0 \parallel \langle 111 \rangle$ на угол $\varphi \simeq 15^\circ$ вдоль осей ортогональности θ_0^\pm , т. е. в том случае, когда направление магнитного поля близко к кристаллографическому $\langle 11\bar{2} \rangle$. Заметим, что направление скорости дрейфа $\mathbf{v}_{dp} = c [\mathbf{E} \times \mathbf{H}] / H^2$ в этом случае приближается к кристаллографическому направлению типа $\langle 111 \rangle$. Переход к более оптимальной ориентации поля \mathbf{H} сопровождается увеличением длительности импульса СИ от 3–4 до 5–6 мкс и расширением зон генерации на плоскости $\mathbf{E}_{np}, \mathbf{H}_0$ (рис. 1, б).

Для ориентации $\mathbf{H}_0 \parallel \langle 110 \rangle$ (образцы 3, 4) характерна симметричность зависимости эффекта СИ от угла φ (рис. 2, г и 3), причем интенсивность СИ почти не зависит от угла φ при $|\varphi| < 10^\circ$ и резко падает при $|\varphi| > 10^\circ$.

Качественных различий образцов 3, 4 обнаружено не было, и результаты приведены здесь только для образца 3. С учетом $\alpha_H \sim 40^\circ$ дрейф дырок $v_{др}$ в образцах 3, 4 при $\varphi=0$ направлен между $\langle 111 \rangle$ и $\langle 112 \rangle$ ориентациями в плоскости $\{110\}$.

В заключение добавим, что смена знака $E_{пр}$ не отражалась на результатах измерений.

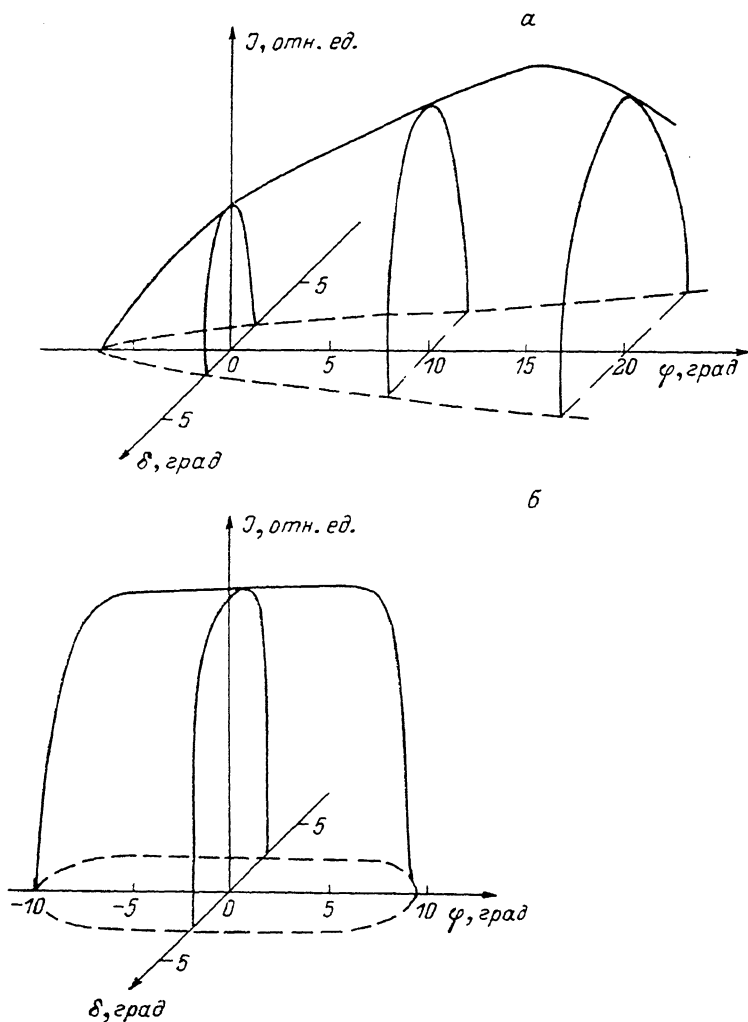


Рис. 3. Зависимость интенсивности J от углов наклона магнитного поля φ (при $\theta=\theta_0$) и δ для случаев рис. 2, а (а) и 2, в (б).

Результаты численного моделирования

Расчет зависимости эффекта усиления на $l-h$ -переходах горячих дырок Ge от направлений прикладываемых $E \perp H$ полей был проведен с помощью моделирования методом Монте-Карло в рамках анизотропного и непараболического закона дисперсии дырок $\mathcal{E}_{l,h}(p)$ Кейна [12] с параметрами $A=-13.2$, $B=-8.9$, $C=10.6$; $\Delta=7.6 \hbar\omega_0$, где $\hbar\omega_0=0.037$ эВ — энергия оптического фона. Моделирование выполнялось с помощью описанного в [13] пакета программ в условиях деформационного рассеяния дырок на оптических и акустических фонах. Взаимодействие с акустическими фонами описывалось в приближении равномерного распределения, а рассеянием на заряженных центрах пренебрегалось. Последнее существенно упрощает моделирование в условиях анизотропного закона дисперсии и достаточно справедливо для умеренно легированного с $N_A+N_D \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (ср. [8]) p -Ge. Для вычисления сечения

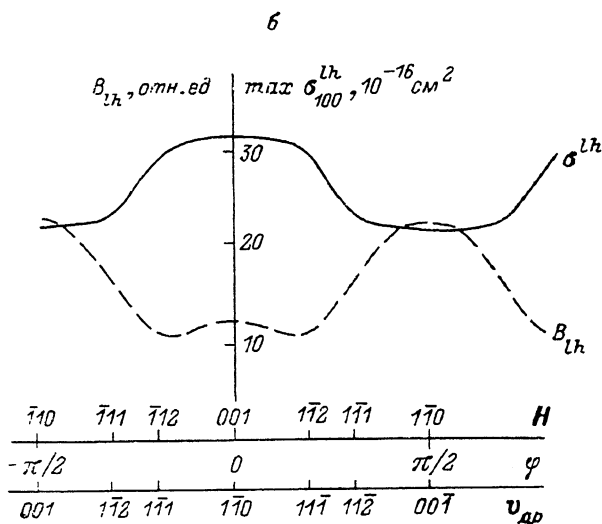
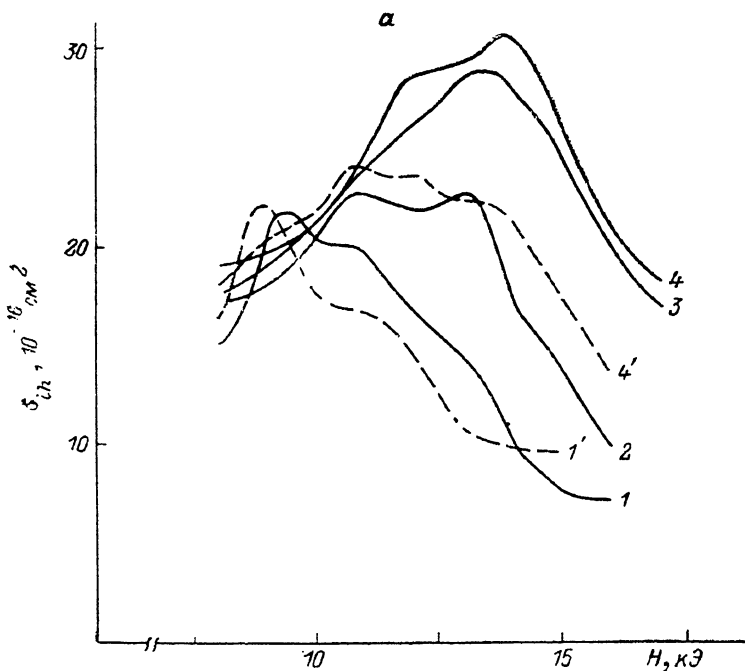


Рис. 4. Зависимость сечения усиления σ_{lh} на частоте $\nu = 100 \text{ см}^{-1}$ от H для различных ориентаций $E \perp H$ полей (см. табл. 2) (а) и зависимость сечения усиления σ_{lh} , $\nu = 100 \text{ см}^{-1}$ от направления дрейфовой скорости дырок $v_{др}$ при $E \parallel \langle 100 \rangle$ (б).

а) $\nu = 100 \text{ см}^{-1}$, $E = 1.8 \text{ кВ/см}$; б) штриховая кривая — величина V_{Lh} в направлении дрейфовой скорости $v_{др}$.

усиления σ_{lh} на $l-h$ -переходах использовалось усредненное по поляризации электромагнитной волны выражение матричного элемента, получающегося в рамках анизотропного закона $\mathcal{E}(\mathbf{p})$:

$$\sigma_{lh}(\omega) = \frac{4\pi e^2}{c m_0 \sqrt{\epsilon_0}} \frac{\hbar^2 \omega}{(2\pi \hbar)^3} \int d^3 p \{ |M_{lh}|^2 (f_l - f_h) \delta(\mathcal{E}_l - \mathcal{E}_h - \hbar \omega) \}, \quad (1)$$

где

$$|M_{lh}|^2 = \left(-A - \frac{m_0}{3} \sum_i \frac{\partial^2 \mathcal{E}_h}{\partial p_i^2} \right) (\mathcal{E}_l - \mathcal{E}_h)$$

Таблица 2

№ образца	E	H	$v_{др} = c[E \times H]/H^2$	№ образца	E	H	$v_{др} = c[E \times H]/H^2$
1	110	110	001	4	110	001	110
2	110	111	112	1'	100	001	010
3	110	112	111	4'	001	110	110

— матричный элемент прямого оптического перехода [14], $f_{l,h}$ — функции распределения легких и тяжелых дырок, c — скорость света, m_0 — масса свободного электрона. На рис. 4 приведены результаты расчетов зависимости сечения

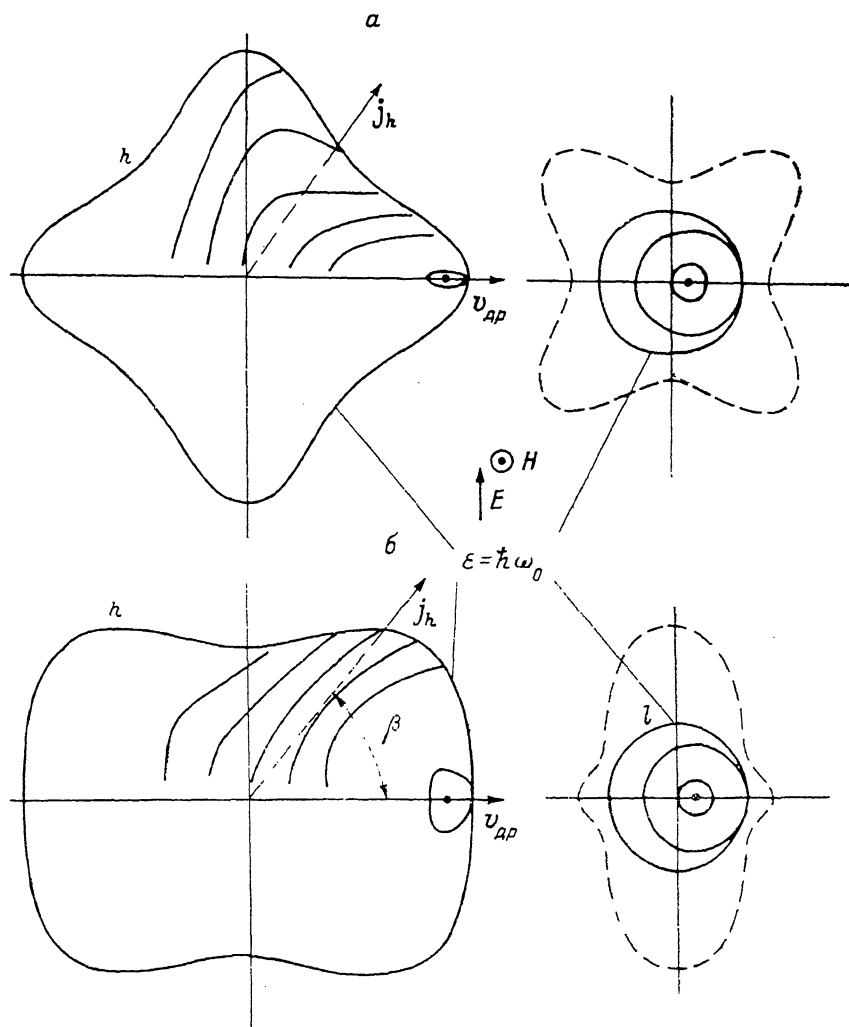


Рис. 5. Траектории движения легких l и тяжелых h дырок в импульсном пространстве при конфигурациях полей 4 и 4' (табл. 2).

$E = 1.8$ кВ/см, $H = 13$ кЭ. Штрихи — зависимость V_{lh} от направлений.

усиления на частоте $\nu = 100$ см $^{-1}$ ($\omega = 2\pi\nu$) от величины магнитного поля при близком к оптимальному (по эксперименту) значению электрического. Ориентации E и H полей указаны в табл. 2. Для кривых 1—4 (рис. 4, а, табл. 2) электрическое поле $E \parallel \langle 110 \rangle$, а магнитное поле перебирает все характерные кристаллографические направления в плоскости $\{110\}$. Зависимость $\sigma_{lh}(H)$ при $\nu = 100$ см $^{-1}$ от направлений $v_{др}$ при $E \parallel \langle 110 \rangle$ отражена на рис. 4, б.

Кривые l' , $4'$ отличаются от l , 4 ориентацией плоскости вращения дырок при одном направлении дрейфа $v_{др}$. Траектории дырок в пространстве импульсов для 4 и $4'$ конфигураций полей изображены на рис. 5. Согласно расчетам, увеличение поля E до 3 кВ/см не изменяет характера показанных на рис. 4 зависимостей $\sigma_{lh}(H)$ и лишь сдвигает положение $\max \sigma_{lh}(H)$ в сторону больших магнитных полей. Штрихами на рис. 4, б и 5 приведена зависимость от направлений величины $B_{lh} = |M_{lh}|^2 m^{*3/2}$, стоящей в полученном из (1) выражении для σ_{lh} (ср. [15]):

$$\sigma_{lh}(\omega) \sim \int d\Omega \{ |M_{lh}|^2 m^{*3/2} (j_l - j_h) \}_{\mathcal{E}_l - \mathcal{E}_h = \hbar\omega}, \quad (2)$$

где Ω — телесный угол, $m^* = P^2/2 (\mathcal{E}_l - \mathcal{E}_h)$ — приведенная эффективная масса плотности состояний оптических переходов.

Обсуждение

Измерения и расчеты показывают явное проявление кристаллографической анизотропии в эффекте СИ на прямых оптических переходах между l - и h -подзонами валентной зоны Ge в $E \perp H$ полях. Инверсия населенностей формируется динамическим разогревом дырок при неупругом, пороговом по энергии рассеянии на спонтанно излучаемых оптических фононах [1]. Благоприятное для этого соотношение E и H полей должно обеспечивать максимальное выключение (замагничивание) рассеяния легких дырок на оптических фононах при максимально возможном сохранении такого рассеяния для тяжелых дырок:

$$v_{др} \equiv c \frac{E}{H} \simeq (1 \div 0.7) \sqrt{2\hbar\omega_0/m_h} \ll \sqrt{2\hbar\omega_0/m_l}, \quad (3)$$

где $m_{l,h}$ — эффективные массы легких и тяжелых дырок, в Ge в изотропном приближении $m_l \simeq 0.042 m_0$, $m_h \simeq 0.35 m_0$. Коэффициент 0.7 дают численные расчеты (рис. 4). В соответствующих полях в пространстве импульсов образуется область траекторий легких дырок S_l , не пересекающих границу рассеяния на оптических фононах, являющаяся своеобразной ловушкой накопления (рис. 5). Для тяжелых дырок такая область либо отсутствует, либо достаточно мала. Степень замагничивания тяжелых дырок характеризуется углом β между $v_{др}$ и средним током тяжелых дырок j_h . В холловских образцах j_h с точностью до $j_l/j_h \simeq 0.2$ сонаправлен с $E_{пр}$ и $\beta \simeq \pi/2 - \alpha_H$. Согласно эксперименту (рис. 2), соответствующее максимальной инверсии населенностей значение $\beta^* \simeq 50^\circ$ слабо зависит от ориентаций и абсолютной величины $E \perp H$ полей. Времена жизни легких дырок в условиях (3) в умеренно легированном Ge с $N_A + N_D < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и криогенными температурами $T \leq 30^\circ$ контролируются относительно слабым рассеянием на акустических фононах и кулоновских центрах, а времена жизни тяжелых — их временами пролета τ_h^0 в p -пространстве до уровня энергии $\hbar\omega_0$. Увеличение объема S_l и уменьшение τ_h^0 должны способствовать накоплению дырок в легкой подзоне и увеличению σ_{lh} .

Исходя из изложенного, нетрудно сделать вывод, что наиболее тяжелые ($\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$) направления $v_{др}$ тяжелых дырок, при которых m_h/m_l максимально [см. (3)], при наиболее легком ($\langle 100 \rangle$) направлении их тока j_h и определяют оптимальную для инверсии населенностей $f_l - f_h$ в (2) конфигурацию прикладываемых $E \perp H$ полей. Численное моделирование дает максимальное значение σ_{lh} при $v_{др} \parallel \langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ (ср. [8]), несмотря на противоположную зависимость матричного элемента и плотности состояний для оптических $l-h$ -переходов B_{lh} в направлении $v_{др}$ [см. (2) и рис. 4, б]. Преимущество для σ_{lh} наиболее тяжелых направлений $v_{др}$ тяжелых дырок подтверждается полученными экспериментальными результатами (рис. 2, 3; см. также [6]). Другим фактором, согласно численным расчетам, является зависимость σ_{lh} от направления j_h , которая при $v_{др} \parallel \langle 110 \rangle$ (рис. 4, а и 5) оказалась существеннее, чем при $v_{др} \parallel \langle 111 \rangle$ (ср. [8]). Учитывая полученные из измерений значения углов Холла и вышесказанное, нетрудно заключить, что наиболее оптимальными для холловской

геометрии являются $E_{np} \parallel \langle 100 \rangle$ и $H \parallel \langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ конфигурации прикладываемых полей. Полученные (рис. 3) зависимости интенсивности СИ от угла δ свидетельствуют о сравнительно слабой чувствительности коэффициента усиления на $l-h$ -переходах к неортогональности E и H полей в пределах $\delta \leq 2^\circ$. Сопоставление этого факта с проведенными численными расчетами [2] позволяет предположить, что в экспериментальных условиях имеет место неоднородное в пределах $1-2^\circ$, а потому неустраняемое юстировкой нарушение $E \perp H$ ортогональности. Последнее может быть связано как с неоднородностью поля используемой магнитной системы, так и с возмущением магнитного поля протекающим по образцу током. Согласно численным расчетам, неоднородность в $1-2^\circ$ может уменьшать сечение σ_{lh} усиления раза в 2, что с учетом уровня диссипативных потерь $\alpha_D \approx 0.06 \text{ см}^{-1}$ вполне объясняет имеющее место расхождение экспериментальных ($\alpha \leq 0.04 \text{ см}^{-1} [1^{-3}]$) и теоретических ($\alpha_{lh} \leq 0.2 \text{ см}^{-1}$) значений по коэффициенту усиления.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Андронову за полезное обсуждение и Л. С. Мазову за помощь в численных расчетах.

Список литературы

- [1] Andronov A. A., Nozdryn Yu. N., Shastin V. N. // *Infr. Phys.* 1987. V. 27. N 1. P. 34.
- [2] Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках // Под общ. ред. А. А. Андропова. Горький, 1986. 185 с.
- [3] Komiyama S. // *Proc. 18 Int. Conf. Phys. Semicond.* Stockholm, 1986. P. 1641.
- [4] Андронов А. А., Митягин Ю. В., Муравьев А. В., Мурзин В. Н., Ноздрын Ю. Н., Павлов С. А., Стоклицкий С. А., Трофимов И. Е., Чеботарев А. П., Шастин В. Н. // *Квант. электрон.* 1987. Т. 14. В. 4. С. 702—704.
- [5] Helm M., Unterrainer K., Gornik E., Haller E. E. // *Proc. 5 Int. Conf. Hot Carriers in Semicond.* Boston, 1987.
- [6] Воробьев Л. Е., Данилов С. Н., Стафеев В. И. // *ФТП.* 1987. Т. 21. В. 7. С. 1271—1277.
- [7] Муравьев А. В., Ноздрын Ю. Н., Павлов С. А., Шастин В. Н. // *Тез. докл. VI Всес. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках».* Вильнюс, 1986. С. 212.
- [8] Пожела Ю. К., Стариков Е. В., Шикторов П. Н. // *Лит. физ. сб.* 1985. Т. 25. № 4. С. 7—10.
- [9] Воробьев Л. Е., Данилов С. Н., Калинин В. А., Стафеев В. И. // *Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников.* Кишинев, 1988. С. 125.
- [10] Алтухов И. В., Каган М. С., Синис В. П. // *Письма ЖЭТФ.* 1988. Т. 47. В. 3. С. 136—140.
- [11] Муравьев А. В., Ноздрын Ю. Н., Шастин В. Н. // *Тез. докл. XI Всес. конф. по физике полупроводников.* Кишинев, 1988. С. 124.
- [12] Kane E. O. // *U. Phys. Chem. Sol.* 1966. V. 1. N 1-2. P. 82—86.
- [13] Нефедов И. М., Шершневский И. А. // *Препринт ИФП АН СССР.* Горький, 1987. № 165.
- [14] Ребане Ю. Т. // *ФТТ.* 1983. Т. 25. В. 6. С. 1894—1898.
- [15] Ребане Ю. Т. // *ФТП.* 1980. Т. 14. В. 2. С. 289—294.

Институт прикладной физики АН СССР
Горький

Получена 6.04.1989
Принята к печати 18.05.1989