

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ю. И. Уханов

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение	667
II. Теория	668
1. Влияние магнитного поля на спектр энергетических уровней в зонах (668). 2. Межзонный эффект (670). 3. Внутризонный эффект (676). 4. Эффект на свободных носителях (677).	
III. Экспериментальные данные	681
5. Межзонный эффект (681). а) Германий (681). б) Кремний (682). в) Соеди- нения третьей и пятой групп (682). г) Халькогениды свинца (685). 6. Внутризонный эффект (685). а) Германий (685). б) Соединения третьей и пятой групп (686). в) Соединения четвертой и шестой групп (687). 7. Эф- фект на свободных носителях (687). а) Германий (688). б) Кремний (688). в) Соединения третьей и пятой групп (689). г) Соединения четвертой и шестой групп (691).	
IV. Заключение	691
Цитированная литература	692

I. ВВЕДЕНИЕ

Магнитооптический эффект Фарадея, заключающийся во вращении плоскости поляризации электромагнитной волны, проходящей сквозь кристалл в направлении внешнего магнитного поля, в ряде полупроводников был впервые исследован Киммелем в 1957 г. ¹ и с тех пор широко изучался как теоретически, так и экспериментально с целью получения сведений о зонной структуре. Особенно большое количество работ посвящено анализу эффекта Фарадея в видимой и инфракрасной областях оптического диапазона частот, поскольку именно здесь эффект однозначно связан с энергиями зазоров между критическими точками зон, эффективными массами носителей заряда и другими характеристическими параметрами полупроводника.

Эффект Фарадея является представителем обширного класса магнитооптических явлений, возникающих в кристалле при наложении внешнего магнитного поля, которые могут быть условно разделены на две группы. Первая группа связана с расщеплением локальных энергетических уровней экситонов, примесей и др. К этой группе относятся явления: Зеемана (расщепление линий поглощения и их поляризация), Фохта (двулучепреломление вблизи линии поглощения), Маккаллозо — Корбино (вращение плоскости поляризации вблизи линии поглощения). Важнейший представитель данной группы — эффект Зеемана широко применяется для изучения структуры локальных уровней. Вторая группа связана с возникновением подзон Ландау в зонах (проводимости и валентной). Оптические переходы между подзонами Ландау различных зон приводят к возникновению межзонных эффектов, основным из которых является эффект осциллирующего фундаментального поглощения. Другие

эффекты: вращение плоскости поляризации (эффект Фарадея), двулучепреломление (эффект Фохта), осцилляции отражения и др. — представляют собой следствия первого. Переходы электронов между подзонами Ландау внутри одной зоны (проводимости или валентной) приводят к возникновению внутризонных эффектов Фарадея, Фохта, магнитоплазменного отражения, циклотронного резонанса и др.

На страницах данного журнала были рассмотрены некоторые магнитооптические методы изучения зонной структуры кристаллов², эффект осцилляций фундаментального поглощения для германия³, комбинированный резонанс⁴. В зарубежных журналах неоднократно публиковались обзоры по эффекту Фарадея⁵⁻⁷, однако со времени выхода в свет последнего обзора⁷ в научной периодической печати появились работы с принципиально новым подходом к применению эффекта Фарадея для изучения зонной структуры полупроводников, поэтому назрела необходимость нового обзора, включающего последние работы.

Из огромного количества работ, посвященных эффекту Фарадея, здесь выбраны лишь те, в которых вращение плоскости поляризации изучалось для электромагнитных волн инфракрасного диапазона в немагнитных полупроводниковых материалах с кубической кристаллической решеткой. Экспериментальные результаты приводятся по полупроводниковым материалам четвертой группы (германий, кремний), соединением A_3B_5 (сурьмянистый индий, арсенид галлия) и A_4B_6 (халькогениды свинца), являющимся оптически изотропными при отсутствии внешнего магнитного поля. Библиография в конце обзора содержит в основном работы, опубликованные после 1965 г. и не вошедшие в сборник⁸.

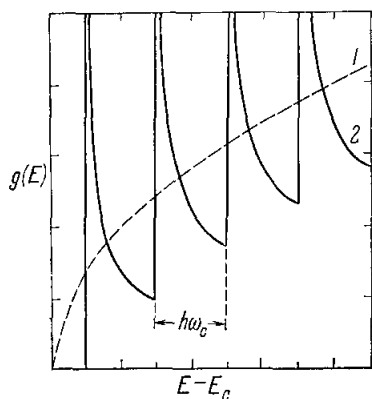


Рис. 1. Энергетический спектр плотности состояний в простой зоне при отсутствии (1) и воздействии (2) внешнего магнитного поля на кристалл.

ни ее остаются квазинепрерывными в направлении $\mathbf{B}$, образуя серии одномерных подзон Ландау. Функция плотности состояний для простейшей невырожденной зоны (с квадратичным законом дисперсии при $\mathbf{B} = 0$) может быть представлена формулой⁽⁹⁾, стр. 96)

$$g(E) = (2\pi)^{-2} (2m_d/\hbar^2)^{3/2} \sum_{l=0}^{l_{\max}} h\omega_c [E - E_c - (l + 1/2) h\omega_c \pm (1/2) \beta g B]^{-1/2}; \quad (1)$$

здесь $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π , m_d — эффективная масса плотности состояний, ω_c — циклотронная частота, $\omega_c = Be/m_c$, m_c — эффективная масса проводимости, E_c и E — энергии края зоны и носителя в зоне, l — целые положительные числа, для которых знаменатель положителен, g — фактор спектроскопического расщепления, β — магнетон Бора. На рис. 1 эта зависимость изображена (без учета

II. ТЕОРИЯ

1. Влияние магнитного поля на спектр энергетических уровней в зонах. При наложении внешнего магнитного поля с индукцией $\mathbf{B}$ на кристалл кубической сингонии с квадратичным законом дисперсии в зонах в кристалле возникает оптическая анизотропия, а закон дисперсии усложняется. Энергия носителей становится квантованной в плоскости, перпендикулярной направлению $\mathbf{B}$, и уровни

спина) сплошной линией, пунктир соответствует плотности состояний $g(E)$ при $B = 0$. Энергии, соответствующие бесконечно большой плотности состояний (уровни Ландау), разделены интервалами $\hbar\omega_c$, пропорциональными индукции магнитного поля и обратно пропорциональными эффективной массе, а край зоны сдвигается на величину $\hbar\omega_c/2$, что соответствует увеличению запрещенной зоны в магнитном поле на величину $\hbar(\omega_{c,n} + \omega_{c,p})/2$, где $\omega_{c,n}$, $\omega_{c,p}$ — циклотронные частоты для зоны проводимости и валентной зоны.

Если зона мультиплетна, то уровни Ландау образуются в каждой зоне (ветви), причем энергетические интервалы между ними равны $\hbar\omega_c$ лишь для больших l , в то время как первые уровни неэквидистантны. Обзор работ на эту тему приведен в статье Захарчени и Сейсяна³. Недавно Ли и Фэн¹⁰ выполнили расчет уровней Ландау во всех ветвях зон германия для случая сильного поля.

На рис. 2 показан спектр уровней Ландау в зонах проводимости и валентной для германия при $k_z = 0$. Системы уровней в валентной зоне InSb в основных чертах подобны германию, однако отличаются в деталях, так как из-за отсутствия центра инверсии в решетке цинковой обманки, в которую кристаллизуется InSb, ветви V_1 и V_2 вырождены лишь в одной точке $k = 0$, причем максимумы ветвей V_1 сдвинуты относительно $k = 0$, где расположен максимум ветви V_2 , в направлении $[111]$ и подняты над максимумом ветви V_2 . В зоне проводимости, вследствие сильного отклонения закона дисперсии от квадратичного, эффективная масса и g_c -фактор зависят от магнитного поля, а уровни Ландау неэквидистантны. В слабых полях спиновое расщепление уровней, прилежащих к краю зоны проводимости, превышает треть величины $\hbar\omega_{c,n}$, так как g_c -фактор зоны проводимости достигает -48 .

В RbTe валентная зона и зона проводимости невырождены (без учета спина), имеют абсолютные экстремумы в точке L зоны Бриллюэна, причем закон дисперсии в них отличается от квадратичного и в основном подобен закону дисперсии зоны проводимости InSb. Поэтому при расчете систем уровней Ландау для зон проводимости и валентной этих соединений, ввиду эллипсоидальности изоэнергетических поверхностей зон, эффективная масса, входящая в циклотронную частоту, берется в виде^(11, стр. 228)

$$m_c = m_t [K/(K \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)]^{1/2},$$

где $K = m_l/m_t$, m_l и m_t — продольная и поперечная составляющие эллипсоида масс, φ — угол между осью вращения эллипсоида и направлением B . Фактор спектроскопического расщепления в этом случае равен

$$g = \pm (g_l^2 \cos^2 \varphi + g_t^2 \sin^2 \varphi)^{1/2},$$

где g_l и g_t — составляющие g -фактора, параллельная и перпендикулярная оси эллипсоида: $g_l = \pm 2m_0/m_t$, $g_t = 2$.

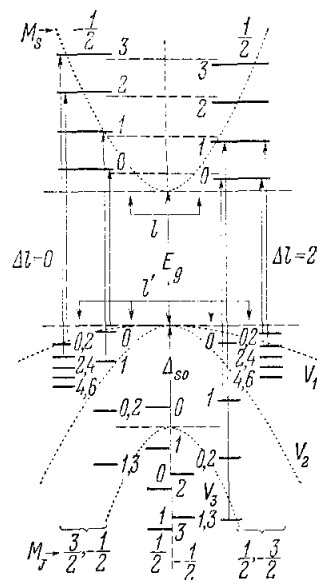


Рис. 2. Схема уровней Ландау в зоне проводимости и трех ветвях валентной зоны германия.

Стрелками показаны переходы, соответствующие π -спектру ($\Delta l = 0$, $\Delta M = 0$).

Схема энергетических уровней становится значительно более сложной, если учесть кулоновское взаимодействие связанных электронно-дырочных пар³. При определенных условиях (достаточно большая ширина запрещенной зоны E_g , сравнительно небольшая статическая (низкочастотная) диэлектрическая проницаемость, малая концентрация примесей) экситонные энергетические состояния образуют под дном зоны проводимости водородоподобный спектр. Под действием внешнего магнитного поля аналогичный спектр образуется под каждым уровнем Ландау в зоне проводимости, причем энергия основного состояния уменьшается с ростом номера уровня и увеличивается с возрастанием магнитного поля.

В случае примесного полупроводника, в котором одна из зон (зона проводимости или валентная зона) содержит свободные носители с концентрацией N , вырожденные при $T = 0^\circ\text{K}$, при отсутствии внешнего магнитного поля и низкой температуре эти носители заполняют уровни зоны, прилежащие к ее краю, вплоть до уровня Ферми $E_F^{(0)}$, энергия которого однозначно связана с концентрацией носителей и параметрами зоны. Для кристалла, находящегося во внешнем магнитном поле, связь между концентрацией носителей N и энергией Ферми E_F становится более сложной и для стандартной зоны, если учитывать вырождение по спину, может быть представлена формулой⁽⁹⁾, стр. 98)

$$N = 2\sqrt{2} \hbar^{-2} \omega_c m_{n,p}^{3/2} \sum_l [E_F - (l + 1/2) \hbar \omega_c]^{1/2}. \quad (2)$$

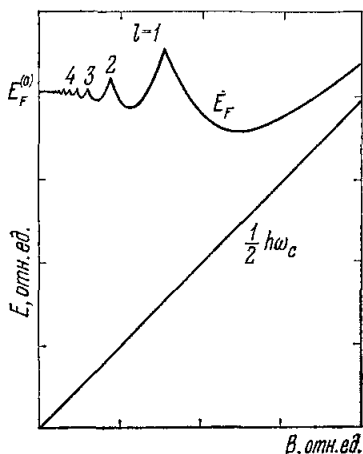


Рис. 3. Зависимости энергии уровня Ферми и нулевого уровня Ландау от индукции магнитного поля для случая сильного вырождения.

Из этой формулы следует, что с ростом магнитного поля энергия Ферми осциллирует и понижается относительно нулевого уровня Ландау. На рис. 3 для случая сильного вырождения показаны зависимости от магнитного поля энергии уровня Ферми и энергии нулевого уровня Ландау. Видно, что с ростом магнитного поля энергия Ферми осциллирует, причем максимумы осцилляций соответствуют величинам магнитного поля, при которых уровень Ландау пересекает уровень Ферми, и при этом свободные носители покидают соответствующую подзону Ландау.

Следует обратить внимание на медленное асимптотическое приближение уровня Ферми к нулевому уровню Ландау при больших величинах магнитного поля. Это объясняется тем, что нулевой уровень Ландау является наинизшим в зоне, поэтому не может быть опустошен вплоть до бесконечно больших значений индукции внешнего магнитного поля.

Рассмотренные осцилляции энергии Ферми в магнитном поле являются причиной возникновения осцилляций магнитной восприимчивости (эффект де Гааза — ван Альфена), электропроводности (эффект Шубникова — де Гааза) и вращения плоскости поляризации (эффект Фарадея) в области частот $\omega \lesssim \omega_g$.

2. Межзонный эффект. Учитывая изменения, происшедшие в энергетических зонах под действием внешнего магнитного поля, дисперсионное соотношение для комплексного показателя преломления

кристалла, зона проводимости которого пустая, валентная зона заполнена, при условии, что $\mathbf{B}$ направлено по оси z , а свет распространяется вдоль x , причем вектор напряженности электрического поля волны параллелен оси z (π -спектр), можно написать ¹² в виде

$$(n - ik)^2 = 1 + (8\pi e^2/m_0^2\hbar) \sum_{\xi} |P_{c,v}^{\xi}(\xi)|^2 [\omega_{ll'}(\omega_{ll'}^2 - \omega^2 + i\omega\omega')]^{-1}, \quad (3)$$

$$\omega_{ll'} = \omega_g + (\hbar^2 k_z^2/2m_*) + (l + 1/2)\omega_{c,n} + (l' + 1/2)\omega_{c,p} + \mu\beta B,$$

$$\mu = M_l g_l - M_{l'} g_{l'}, \quad m_* = m_n m_p / (m_n + m_p);$$

здесь n — вещественный показатель преломления, k — показатель поглощения, M_l и $M_{l'}$ — спиновые квантовые числа, равные $\pm 1/2$, g_l и $g_{l'}$ — спектроскопические факторы зон проводимости и валентной, $\tau = 1/\omega'$ — феноменологический параметр — время релаксации, введенный для учета нестационарности уровней, $P_{c,v}^{\xi}(\xi)$ — матричный элемент импульса в приближении эффективной массы, $\xi = k_x, k_z$; l, l' — квантовые числа электрона в магнитном поле. Для других ориентаций электрического вектора волны и вектора распространения относительно $\mathbf{B}$ формула (3) содержит соответствующие угловые коэффициенты.

На межзонные электронные переходы налагаются правила отбора по квантовым числам l и M : $\Delta l = l - l' = 0, \pm 1$, $\Delta M = 0, \pm 1$, которые задаются симметрией волновых функций краев зон и ортогональностью спиновых волновых функций. Правило отбора $\Delta l = 0$ означает, что оптические переходы первого порядка разрешены, если электрон с магнитного уровня Ландау l' в валентной зоне под действием кванта света переходит на уровень Ландау в зоне проводимости с тем же числом $l = l'$. Правило отбора по спиновому квантовому числу $\Delta M = 0, \pm 1$ налагает ограничение на поляризацию света. При $\Delta M = 0$ переходы первого порядка, показанные на рис. 2 стрелками, разрешены для света, электрический вектор которого $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$, при этом вектор распространения $\Gamma \perp \mathbf{B}$. Этот случай аналогичен π -спектру для атомного эффекта Зеемана. При $\Delta M = \pm 1$ $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, причем $\Gamma \perp \mathbf{B}$ (σ -спектр). Когда свет распространяется параллельно магнитному полю (ориентация Фарадея), переходы разрешены лишь для циркулярно поляризованного излучения: $\Delta M = +1$ — для левокруговой, $\Delta M = -1$ — для правокруговой поляризации (σ_+ и σ_- -спектры). Для переходов более высоких порядков правила отбора имеют другой вид ³.

Из соотношения (3) с учетом правил отбора могут быть рассчитаны частотные зависимости показателей преломления и поглощения как для естественного, так и для линейно или циркулярно поляризованного света, из которых затем находятся спектры всех магнитооптических явлений.

Вращение плоскости поляризации света, проходящего сквозь кристалл толщиной d в магнитном поле, параллельном вектору распространения света, вычисляется на основании недиагональных элементов σ_{xy} тензора электропроводности или разности показателей преломления n_- и n_+ для право- и левополяризованных по кругу волн:

$$\theta = (d/2cn) \sigma_{xy} = (\omega d/2c) (n_- - n_+). \quad (4)$$

Из-за различия коэффициентов поглощения α_- и α_+ сопровождающая эффект Фарадея эллиптичность характеризуется величиной $\eta = \text{th} [(\alpha_- - \alpha_+)/d]$.

При отсутствии внешнего магнитного поля показатель преломления имеет максимум в области ω_g ; при больших полях $\mathbf{B}$ максимумы, согласно (3), соответствуют уровням Ландау (если не учитывать вклад

экситона); поэтому межзонный эффект Фарадея может быть рассмотрен в двух крайних случаях: 1) слабое поле и $\omega < \omega_g$, 2) сильное поле и $\omega > \omega_g$.

В первом случае, согласно теории Босварвы, Говарда, Лидьярда^{13, 14}, частотная зависимость вращения для чистого кристалла имеет вид

$$\theta_{\omega < \omega_g} = \theta_* f(x), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \theta_* &= \sqrt{2} e^2 m_*^{3/2} |P_{c,v}^x(\xi)|^2 \gamma B d (m_0^2 \hbar^{5/2} \omega_g^{3/2} n c)^{-1}, \\ f(x) &= f(\omega/\omega_g) = (1/x) [(1-x)^{-1/2} - (1+x)^{-1/2}] - 1, \\ \gamma &= (g_c + g_v) \beta/2. \end{aligned}$$

Более громоздкое выражение получено Рос¹⁵ при учете сложной структуры валентной зоны. В области частот $\omega < \omega_g$ обе теории дают $f(x) \sim \sim \omega^2$, т. е. частотная зависимость вращения подобна классической зависимости, выведенной для элементарного осциллятора¹⁴. Как видно из (5), знак вращения определяется соотношением между g_c и g_v и их знаками.

В вырожденном полупроводнике угол поворота θ в области $\omega < \omega_g$ сильно зависит от концентрации примесей, носителей заряда и температуры вследствие парамагнитного вклада, возникающего из-за взаимодействия локализованных центров с внешним магнитным полем¹⁶⁻²¹. Расчет выполнен для простых зон с фермиевским распределением носителей, и в пределе слабого поля и малого поглощения дисперсия угла поворота имеет вид

$$n(\omega) \theta(\omega) = \frac{2\pi d}{c} \frac{M \hbar e^2 |P_{c,v}^x(\xi)|^2}{m_*^2 V} \sum_{n, E} \left\{ \frac{F_+^\alpha - F_-^\beta}{E^2 - (\hbar\omega)^2} - \frac{2(g_c - g_v) \beta B E (F^{(0)} - 1)}{[E^2 - (\hbar\omega)^2]^2} \right\}, \quad (6)$$

где суммирование ведется по всем энергетическим уровням

$$E = E_g^\pm = E_g + (l + 1/2) \hbar(\omega_c + \omega_v) + (\hbar^2 k_z^2/2) (m_c^{-1} + m_v^{-1}) \pm (1/2) (g_c - g_v) \beta B.$$

Функция Ферми $F_\pm$ зависит от переменной $(E - E_g - E_{F\pm})/kT'$, где

$$E_{F\pm} = [1 + (m_c/m_v)] E_F^{(0)} \pm (1/2) [g_v + (m_c/m_v) g_c] \beta B,$$

$T' = [1 + (m_c/m_v)] T$ и $E_F^{(0)}$ есть энергия Ферми в нулевом магнитном поле, отсчитанная от дна зоны проводимости. Первый член уравнения (6) определяет вклад в угол поворота только в окрестности энергии Бурштейна — Мосса $E_g = E_g + [1 + (m_c/m_v)] E_F^{(0)}$. Второй член (далее как II) описывает обычное межзонное вращение, уменьшенное блокированием уровней Ландау.

Осциллирующие члены угла поворота, происхождение которых имеет природу, аналогичную осцилляциям магнитосопротивления в эффекте Шубникова — де Гааза или осцилляциям магнитной восприимчивости в эффекте де Гааза — ван Альфена, содержатся в первом члене (6), который может быть представлен в форме, отражающей физическую природу этих осцилляций:

$$n(\omega) \theta(\omega) = \frac{2\pi d}{c} \frac{M \hbar e^2 |P_{c,v}^x(\xi)|^2}{m_*^2 [(E_g')^2 - (\hbar\omega)^2]} \frac{N_\alpha - N_\beta}{V} + \text{II}. \quad (7)$$

Таким образом, рассматриваемые здесь эффекты непосредственно зависят от разности населенностей двух крамеровских состояний подзон Ландау. Эта разность является сложной функцией концентрации свободных носителей в зоне и величины магнитного поля. Уравнение (7) может быть

записано в развернутом виде:

$$n(\omega) \theta(\omega) = \frac{2\sqrt{2} M^* d}{\pi c} \frac{e^2 \mu_{c,v}^{3/2} |P_{c,v}^x(\xi)|^2}{\hbar^2 m_0^2 [(E_g')^2 - (\hbar\omega)^2]} \times \\ \times \left\{ (E_F^{0'})^{1/2} \left(g_v + \frac{m_c}{m_v} g_c \right) \beta B + \frac{\pi (\beta B)^{1/2} m_c k T}{m_0 \mu_{c,v}^{3/2}} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^{r+1}}{r^{1/2}} \times \right. \\ \left. \times \frac{\sin [r\pi (g_v + (m_c/m_v) g_c) \mu_{c,v}] \sin [(2\pi r E_F^0 / \hbar\omega_c) + (\pi/4)]}{\text{sh} [2\pi^2 r k T / \hbar\omega_c]} \right\} + \Pi, \quad (8)$$

где $\mu_{c,v}^{-1} = (m_0/m_c) + (m_0/m_v)$, M^* — число эквивалентных долин в зоне (для зоны проводимости германия и халькогенидов свинца $M^* = 4$). Здесь эффективная масса и g -факторы получены суммированием по всем уровням зон.

Анализ уравнения (8) показывает, что полный угол поворота определяется конкуренцией двух больших вкладов, связанных с поглощением право- и левополяризованных волн. Наибольший вклад дают низколежащие уровни Ландау. Для простейшего случая полупроводника со стандартными невырожденными (без учета спина) зонами право(лево)-поляризованная волна вызывает переход электрона с уровней валентной зоны со спином, ориентированным вверх (вниз), на уровни зоны проводимости со спином, ориентированным вниз (вверх); следовательно, все межзонные переходы, соответствующие уровням зоны проводимости с одинаковыми состояниями спина, дают вклад в угол поворота одинакового знака. Этот вклад положителен для уровней со спином $-1/2$, т. е. ориентированным вниз, и отрицателен для уровней со спином $+1/2$, т. е. ориентированным вверх.

Полное вращение, связанное с магнитными уровнями зоны проводимости, определяется матричными элементами, связывающими начальные и конечные состояния, а также плотностью состояний конечных незанятых состояний. Матричный элемент в первом приближении не зависит от волнового вектора k_z , в то время как плотность уровней Ландау имеет резкие пики при $\mathbf{k} = 0$. Таким образом, вращение плоскости поляризации, связанное с любым уровнем Ландау, определяется узкой областью $\mathbf{k}$ -пространства вблизи $\mathbf{k} = 0$.

При изменении населенности наинизших уровней Ландау возникает разбаланс вкладов в составляющие показателя преломления n_+ и n_- формулы (4), что приводит к возникновению осцилляций результирующего вращения плоскости поляризации. При фиксированной концентрации электронов в зоне проводимости и увеличивающемся магнитном поле происходит непрерывное изменение населенности подзон Ландау, а следовательно, и осциллирующий разбаланс составляющих n_+ и n_- .

В квантовом пределе, когда уровень Ферми E_F порядка нескольких величин $\hbar\omega_c$, а тепловая энергия электронов kT меньше расщепления уровней Ландау с различными ориентациями спина, т. е. $kT < g\beta B$, максимумы осцилляций угла поворота соответствуют величинам магнитного поля, при которых подуровни Ландау со спинами, ориентированными вверх и вниз, последовательно поднимаются выше уровня Ферми, при этом становятся возможными межзонные переходы, которые дают разные по знаку вклады в полный угол поворота.

Эти вклады для различных подуровней Ландау в зоне проводимости сурьмянистого индия вычислены Деннисом, Смитом, Саммерсом²² с учетом сложной структуры валентной зоны и непараболичности зоны проводимости. В табл. I относительные величины вкладов в полный угол поворота показаны для магнитного поля 3,0 тл и частоты $\omega = \omega_c/2$,

где ω_g — частота, соответствующая энергии запрещенной зоны. Как видно в табл. I, относительная амплитуда осцилляций тем больше, чем

Таблица I
Вычисленные вклады в полный
угол поворота при $\hbar\omega = E_g/2$
для $n\text{-InSb}$ ($B = 3,0$ тл)

Уровень зоны проводимости	Относительный вклад в полное межзонное вращение
0↓	Очень большой отрицательный
1↑	+3,8
1↓	-3,28
2↑	+1,8
2↓	-1,75
3↑	+1,1

меньше квантовое число Ландау; кроме того, вклад уровня со спином, ориентированным вверх, больше по абсолютной величине уровня со спином, ориентированным вниз.

Экстремальные значения угла поворота в общем случае соответствуют значениям магнитного поля, удовлетворяющим равенству

$$E_F = (l + 1/2) \hbar\omega_c \pm (1/2) \hbar\omega_s,$$

которое может быть переписано в виде

$$l = E_F m_c / \hbar e B^2 - (1/2) [1 \pm (\omega_s / \omega_c)]; \quad (9)$$

здесь $\omega_s = g\beta B$, E_F определяется формулой (2).

Таким образом, квантовые числа Ландау, соответствующие номерам экстремумов, пропорциональны обратной величине индукции магнитного поля. Прямые линии (9) имеют наклон $E_F m_c / \hbar e$ и пересекают ось $1/B$ в точках $1/B_- = [1 - (\omega_s / \omega_c)] e \hbar / 2 m_c E_F$ и $1/B_+ = [1 + (\omega_s / \omega_c)] e \hbar / 2 m_c E_F$, интервал между которыми $(1/B_-) - (1/B_+)$ равен $\hbar g B / E_F$. Эти два параметра $E_F m_c / \hbar e$ и $\hbar g B / E_F$ включают три неизвестные: E_F , m_c и g , знание одной из которых позволяет вычислить две другие. Сопоставление формул (5) и (9) показывает, что экспериментальное исследование межзонного эффекта Фарадея в области частот $\omega < \omega_g$ для полупроводника с вырожденным газом свободных носителей при очень низких температурах позволяет получить дополнительные количественные сведения о параметрах энергетических зон.

В области $\omega > \omega_g$ для простейших невырожденных зон без учета кулоновского взаимодействия носителей угол поворота¹²

$$\theta(\omega) \sim \sum_{l=0}^{l_{\max}} (F_l^+ - F_l^-), \quad (10)$$

$$F_l^\pm = \frac{\omega_g^{5/2}}{\omega^2} \left[\frac{\{[(\omega_l^\pm - \omega)^2 + (\omega')^2]^{1/2} + (\omega_l^\pm - \omega)\}^{1/2}}{\sqrt{2}[(\omega_l^\pm - \omega)^2 + (\omega')^2]^{1/2}} + (\omega_l^\pm + \omega)^{-1/2} - 2(\omega_l^\pm)^{-1/2} \right],$$

$$\omega_l^\pm = \omega_g + (l + 1/2) \omega_* \pm (1/2) (g_c + g_v) \beta' B,$$

$$\omega_* = \omega_{cn} + \omega_{cp}, \quad \beta' = \beta / \hbar;$$

здесь суммирование ведется до числа Ландау $l_{\max}$, начиная с которого $F_l^\pm$ практически не зависит от частоты. Из (10) видно, что вращение осциллирует, достигая в точках $\omega = \omega_l$ ($l = 0, 1, 2, \dots$) максимальных значений, а в точках $\omega = \omega_l'$ — минимальных значений. Расстояние между максимумами угла поворота равно ω_* , а между максимумами и минимумами $(g_c + g_v) \beta' B$. Форма осцилляций в (10) задается $\omega' = \tau^{-1}$. Для лучшего согласия расчетной и экспериментальной форм осцилляций необходимо учесть преобладающие механизмы рассеяния носителей (акустические, оптические фононы, примеси и др.)²³.

Еще более правильное описание формы линий в спектре вращения и зависимости энергии линии от магнитного поля получается при учете кулоновского взаимодействия носителей. В этом случае вращение связывается с оптическими переходами из валентной зоны не на уровни Ландау

в зоне проводимости, а на экситонные уровни, подвешенные к уровням Ландау^{24, 25}. Причем это следует делать не только при низких температурах, но и при комнатной, когда в спектрах поглощения при отсутствии магнитного поля экситонный пик обычно не проявляется²⁵.

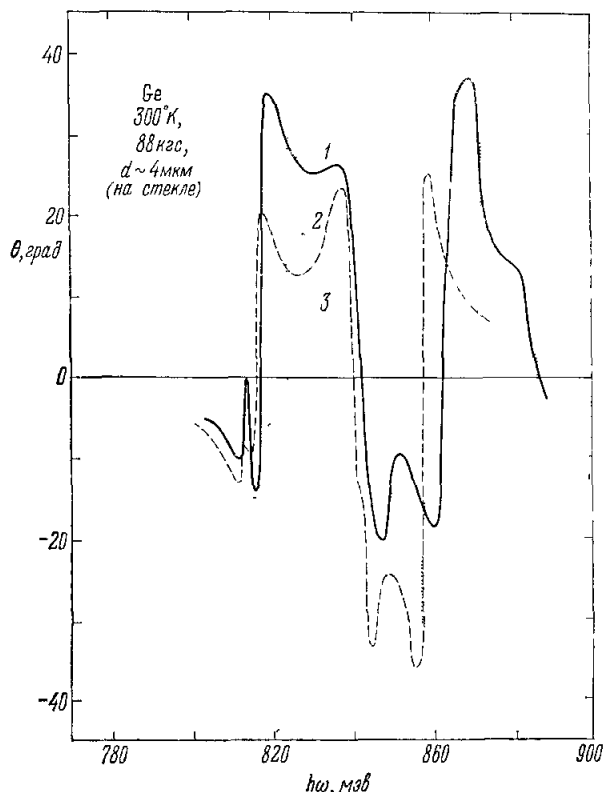


Рис. 4. Спектры осцилляции межзонного эффекта в германии.
1 — эксперимент²⁴, 2 — теория с учетом экситона²⁵, 3 — теория без учета экситона²⁵.

Спектр угла поворота с учетом экситона вычислен для германия Судзуки и Ханамурой²⁵ с помощью формулы

$$\theta_{\text{ex}}(\omega) = \frac{\pi e^2 d}{2nc\hbar\omega_g} \sum_{M_c M_v l} [|(v_-)_{M_c M_v}|^2 - |(v_+)_{M_c M_v}|^2] \operatorname{Re} \frac{|U_{M_c M_v l}(0)|^2}{\omega_{l_0} - \omega + i\tau_l^{-1}}$$

где

$$(v_{\pm})_{M_c M_v} = \Omega^{-1} \int \Phi_{M_c}^* (v_x \pm i v_y) \Phi_{M_v} d\tau,$$

v — оператор скорости, $\Phi = \Phi_{M_c}$ ($M_c = \pm 1/2$) и Φ_{M_v} ($M_v = -3/2, -1/2, 1/2, 3/2$) — функции Блоха для $\mathbf{k} = 0$ зон проводимости и валентной, U_l — собственная функция для l -го квантового состояния относительного движения электронно-дырочной пары, τ_l — время релаксации, $\hbar\omega_{l_0} = E_l - E_0$. Суммирование ведется по всем квантовым состояниям зон проводимости и валентной. Вычисленная таким образом зависимость $\theta_{\text{ex}}(\omega)$ при 300 °K и $B = 88$ кГс = 8,8 тл показана на рис. 4. Для сравнения здесь же приведен спектр $\theta(\omega)$, вычисленный²⁶ более тщательно, чем в работе¹², но также без учета вклада экситона, который, как видно

на рис. 4, существенно отличается от $\theta_{ex}(\omega)$, особенно в области первой полосы.

Зависимости, подобные (5) и (10), получены^{12, 25, 27} для межзонных эффектов Фохта, Керра и др. при $\omega < \omega_g$ и $\omega > \omega_g$, которые квадратичны по магнитному полю, но достаточно велики, чтобы быть экспериментально обнаруженными при разумно больших магнитных полях. Учет затухания путем введения времени релаксации позволяет²⁷ приближенно вычислить форму осцилляций эффекта Фохта $\delta(\omega)$, определить g -факторы зон и время релаксации, так как отношение $\delta_{\max}/\theta_{\max} \approx \gamma\beta\tau$, где $\delta_{\max}$, $\theta_{\max}$ — максимальные значения разности фаз и угла поворота.

3. Внутризонный эффект. Если энергетическая зона состоит из нескольких ветвей, то между ними при определенных условиях возможны оптические переходы, как показано в правом нижнем углу

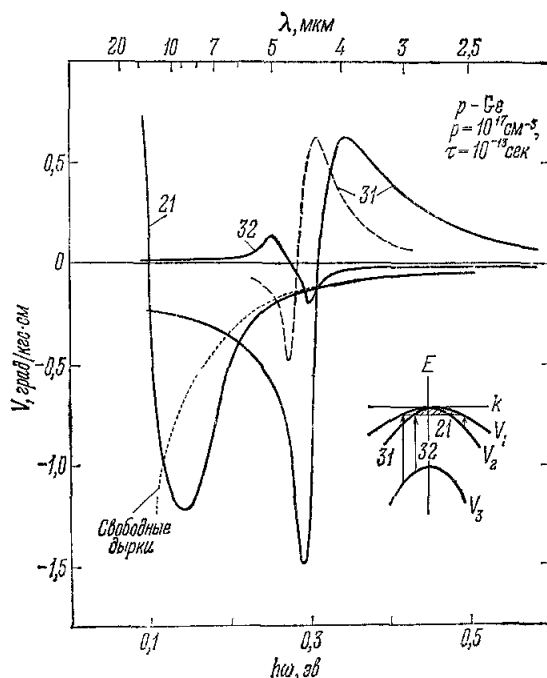


Рис. 5. Теоретические спектры внутризонного эффекта в p -Ge.

Сплошные и пунктирные кривые — расчет работы¹⁰, штриховая кривая — работы²⁸. Цифры обозначают переходы между ветвями 3, 2, 1 валентной зоны показанные в нижней правой части рисунка.

рис. 5 для валентной зоны германия, а следовательно, и магнитооптические явления. Спектры эффекта Фарадея, связанного с внутризонными переходами, для германия вычислены в работах^{10, 28} и показаны на рис. 5 для концентрации дырок 10^{17} см^{-3} и $\tau = 10^{-13} \text{ сек}$. Ли и Фэн¹⁰ учли изменения в сложной структуре валентной зоны под действием сильного магнитного поля, поэтому их расчет (сплошные и пунктирные кривые на рис. 5) более корректен по сравнению с расчетом Уолтона и Мишры²⁸ (штриховая линия). Как видно на рис. 5, в области 3—5 мкм основной вклад дают переходы $V_3 \rightarrow V_1$, в то время как в области 6—15 мкм вращение определяется: 1) свободными дырками и 2) переходами $V_2 \rightarrow V_1$, причем в области 5—8 мкм зависимости $\theta_1(\omega)$ и $\theta_2(\omega)$ почти одинаковы, а при $\lambda > 13 \text{ мкм}$ преобладает $\theta_1(\omega)$.

Для других полупроводников расчеты спектров внутризонного вращения в литературе отсутствуют.

4. Э ф ф е к т н а с в о б о д н ы х н о с и т е л я х. При энергиях $\hbar\omega < E_g$ ($\omega_{L0} < \omega < \omega_g$) в вырожденных полупроводниках магнитооптические эффекты возникают из-за взаимодействия фотонов со свободными носителями. Задача решается достаточно наглядно с помощью кинетического уравнения Больцмана. В простейшем предположении изотропной эффективной массы носителей $m_{n,p}$ и времени релаксации $\tau_{n,p}$ получается (⁸, стр. 402) выражение для тензора удельной электропроводности

$$\sigma = \begin{vmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{vmatrix}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \omega_p^2 \varepsilon_\infty \varepsilon_0 (\tau_{n,p}^{-1} + i\omega) [(\tau_{n,p}^{-1} + i\omega)^2 + \omega_c^2]^{-1}, \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= \omega_c \omega_p^2 \varepsilon_\infty \varepsilon_0 [(\tau_{n,p}^{-1} + i\omega)^2 + \omega_c^2]^{-1}, \\ \sigma_{zz} &= \omega_p^2 \varepsilon_\infty \varepsilon_0 (\tau_{n,p}^{-1} + i\omega)^{-1}, \quad \omega_c = \text{Bem}_{n,p}^{-1}, \quad \omega_p^2 = e^2 N_{n,p} (\varepsilon_\infty \varepsilon_0 m_{n,p})^{-1}, \end{aligned}$$

$N_{n,p}$ — концентрация носителей (электронов или дырок), ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума в СИ.

Оптические константы, связанные с (11), зависят от ориентации магнитного поля, направления распространения света и электрического вектора световой волны. Можно выделить два частных случая: продольный и поперечный, когда вектор распространения параллелен и перпендикулярен вектору индукции внешнего магнитного поля.

При продольном распространении (ориентация Фарадея) линейно поляризованный свет удобно представить совокупностью компонент, поляризованных по левому и правому кругу, эффективная электропроводность для которых равна

$$\sigma_\pm = \sigma_{xx} \pm i\sigma_{xy} = \omega_p^2 \varepsilon_\infty \varepsilon_0 [\tau_{n,p}^{-1} + i(\omega \mp \omega_c)]^{-1}, \quad (12)$$

где знак «плюс» соответствует лево-, а «минус» — правополяризованной волне. Из (12) видно, что при $\omega \rightarrow \omega_c$ электропроводность $\sigma_\pm$ имеет две особенности, соответствующие резонансному поглощению энергии, которые проявляются тем отчетливее, чем лучше выполняется условие $\omega_c \tau_{n,p} \gg 1$.

На основании (9), налагая практически выполнимые ограничения: $\omega > \omega_p > \omega_c$ (слабое магнитное поле), $\omega_c \tau_{n,p} \gg 1$ (инфракрасная область спектра, причем $\omega > \omega_{L0}$, т. е. рабочая частота больше частоты однофотонного резонанса), $n^2 \gg k^2$ (малое поглощение), можно получить формулу

$$n_\pm^2 \approx \varepsilon_\infty \{1 - [\omega_p^2 / \omega (\omega \mp \omega_c)]\}, \quad (13)$$

которая при $\mathbf{B} = 0$ приводится к виду

$$n^2 \approx \varepsilon_\infty [1 - (\omega_p^2 / \omega^2)],$$

широко применяемому (⁸, стр. 404) для определения эффективной массы свободных носителей из спектров отражения при отсутствии магнитного поля.

Из (4) и (13) при условии $n^2 \gg k^2$, $\omega > \omega_p > \omega_c$ для угла поворота плоскости поляризации на свободных носителях может быть получена

формула

$$n(\omega)\theta(\omega) = (\epsilon_\infty d/2c)\omega_p^2\omega_c/\omega^2 = e^3 B N_{n,p} d/2c\epsilon_0\omega^2 m_\Phi^2, \quad (14)$$

откуда следует, что вращение пропорционально концентрации носителей $N_{n,p}$ и обратно пропорционально квадрату эффективной массы m_Φ ; поэтому из зависимости $n\theta(\lambda^2)$ величина m_Φ может быть определена без анализа механизмов рассеяния, если концентрация носителей не зависит от механизмов рассеяния, что справедливо, например, для вырожденного газа свободных носителей. Так как формула (14) содержит квадрат эффективной массы, погрешность определения массы при прочих равных условиях меньше, чем при отражении.

Анализ формулы (14) для различных типов зон показывает^{6, 7, 11, 28, 29}, что величина m_Φ в общем случае отличается от эффективной массы проводимости m_R , определяемой из дисперсии показателя преломления, т. е. из плазменного или магнитоплазменного отражения, или из циклотронного резонанса. Это различие определяется структурой зоны, в которой находятся свободные носители. Рассмотрим несколько случаев.

1) Простейшая зона состоит из одной ветви $E(\mathbf{k})$ с квадратичным законом дисперсии, изоэнергетические поверхности — сферы. Здесь $m_\Phi = m_R$.

2) Зона содержит одну ветвь $E(\mathbf{k})$ с неквадратичным законом дисперсии, изоэнергетические поверхности — сферы. В этом случае

$$m_\Phi = m_R = \hbar^{-2} (\partial E / \partial k)_{\mathbf{k}_F}^{-1}. \quad (15)$$

Индекс F означает, что волновой вектор $\mathbf{k}_F$ соответствует уровню Ферми.

3) Две простейшие сферические зоны, вырожденные при $\mathbf{k} = 0$, с массами m_1 и m_2 , причем $m_1 \neq m_2$. Учитывая соотношение $(m_1/m_2)^{3/2} = N_1/N_2$ и полагая $N = N_1 + N_2$, получим $m_\Phi^2 = m_R (m_1 m_2)^{1/2}$, где $m_R = (m_1^{3/2} + m_2^{3/2}) / (m_1^{1/2} + m_2^{1/2})$. Следовательно,

$$(m_R/m_\Phi)^2 = \alpha^{1/2} (1 + \alpha^{1/2}) / (1 + \alpha^{3/2}), \quad (16)$$

где $\alpha = m_2/m_1$. Анализ формулы (16) показывает, что $m_R > m_\Phi$, если $\alpha \neq 1$. С помощью выражений $N/m_R = (N_1/m_1) + (N_2/m_2)$ и $N/m_\Phi^2 = (N_1/m_1^2) + (N_2/m_2^2)$ можно написать $m_R \approx m_1 (1 + \alpha^{-1/2})^{-1}$, $m_\Phi^2 \approx m_1^2 (1 + \alpha^{1/2})^{-1}$ и далее получить уравнение

$$m_\Phi^2 + m_R m_1 - m_1^2 \approx 0. \quad (17)$$

Таким образом, определив массу m_R из отражения и m_Φ из эффекта Фарадея, по формулам (16) и (17) можно оценить массы легких и тяжелых носителей в зоне.

4) Изоэнергетические поверхности с квадратичным законом дисперсии являются эллипсоидами вращения, тогда $m_\Phi^2 = m_t^2 3K / (2 + K)$, а $m_R = m_t \cdot 3K / (2K + 1)$; следовательно,

$$m_\Phi^2 / m_R = m_t (2K + 1) / (K + 2) \quad (18)$$

и, далее,

$$(m_R/m_\Phi)^2 = 3K(K + 2) / (2K + 1)^2, \quad (19)$$

т. е. m_Φ больше m_R при любых $K = m_l/m_t \neq 1$.[‡] Заметим, что правая часть (19) представляет собой фактор анизотропии в коэффициенте Холла. Следует обратить внимание на то, что в пункте 3) m_Φ меньше m_R , в то время как здесь, наоборот, m_Φ больше m_R .

Гуревич, Ипатова³⁰ показали, что в многодолинных полупроводниках угол поворота в сильном магнитном поле анизотропен, поэтому

из эффекта Фарадея могут быть определены составляющие эллипсоида масс m_l и m_t .

5) Для эллипсоидальных изоэнергетических поверхностей, обладающих кейновским законом дисперсии (¹¹, стр. 356),

$$(m_R/m_F)^2 = [3K(K+2)/(2K+1)^2] {}^0\mathcal{L}_{-2}^{3/2} {}^0\mathcal{L}_0^{3/2} / ({}^0\mathcal{L}_{-1}^{3/2})^2$$

и при условии сильного вырождения с точностью до одного-двух процентов совпадает с (19), поскольку отношение $\mathcal{L}$ -интегралов в этом случае близко к единице.

При одноосном сжатии кристалла с решеткой типа алмаза, цинковой обманки, каменной соли симметрия решетки понижается, т. е. кристалл становится вместо кубического одноосным. Внешняя нагрузка снимает вырождение эквивалентных долин зоны проводимости (или также валентной зоны в случае халькогенидов свинца); следовательно, эффект Фарадея на свободных носителях становится анизотропным и позволяет определить составляющие m_l и m_t . Для исключения влияния двулучепреломления исследование эффекта Фарадея необходимо проводить при нагрузке, параллельной магнитному полю и направлению распространения света. Кристалл должен быть также ориентирован определенным образом относительно направления нагрузки.

В случае кремния шесть эквивалентных эллипсоидов зоны проводимости вытянуты вдоль осей четвертого порядка [100], [010], [001]; поэтому сжатие вдоль оси [100] приводит к опусканию двух эквивалентных долин, соответствующих направлениям [100] и [100], и к подъему четырех остальных долин. Когда магнитное поле, нагрузка и свет параллельны оси [100], из эффекта Фарадея определяется поперечная составляющая эффективной массы m_t .

Подобная ситуация осуществляется в германии n -типа и в халькогенидах свинца n - и p -типа, когда магнитное поле, свет и нагрузка параллельны оси третьего порядка [111], поскольку изоэнергетические поверхности зоны проводимости германия и обеих зон халькогенидов свинца представляют собой эллипсоиды вращения, вытянутые вдоль направлений [111].

При условии $\omega \gg \omega_l, \omega_t; \omega\tau \gg 1; k_{\pm} \ll n_{\pm}$ угол поворота плоскости поляризации для шестиэллипсоидной модели выражается формулой ³¹

$$\theta_{s(6)} = (e^3 B \lambda^2 d / 2 \pi n c^3 \epsilon_{\infty} m_l^2) [(K+2)/3K + (N_t/3N_v)] 6N_v, \quad (20)$$

где полная концентрация носителей $N = 6N_v + 2N_t$, N_v — концентрация носителей в поднимающихся долинах, а $N_v + N_t$ — концентрация носителей в опускающихся долинах; $\omega_l = Be/m_l$, $\omega_t = Be/m_t$; $k_{\pm}$ и $n_{\pm}$ — показатели поглощения и преломления для право- и левополяризованных волн.

Отношение угла поворота θ_s под нагрузкой к углу поворота θ_0 без нагрузки имеет вид

$$\theta_{s(6)}/\theta_0 = [1 + KN_t/N_v (K+2)] [1 + (N_t/3N_v)]^{-1}. \quad (21)$$

При тех же граничных условиях для четырехдолинной зоны формула для $\theta_{s(4)}$ имеет вид

$$\theta_{s(4)} = (e^3 B \lambda^2 d / 2 \pi n c^3 \epsilon_{\infty} m_l^2) [(K+2)/3K + (N_t/4N_v)] 4N_v,$$

где полная концентрация носителей $N = 4N_v + N_t$, а N_v и N_t — концентрации носителей в поднимающихся и опускающихся долинах соответственно.

Отношение углов $\theta_{s(4)}$ и θ_0 выражается формулой

$$\theta_{s(4)}/\theta_0 = \{1 + [3K/(K + 2)] (N_t/4N_v)\} [1 + (N_t/4N_v)]^{-1}. \quad (22)$$

Для Больцмановской статистики относительные населенности верхних и нижних долин подчиняются условию

$$(N_v + N_t)/N_v = \exp(\Delta E/kT),$$

где ΔE — расщепление долин.

$$\Delta E_c [100] = c_{11}^{-1} \Xi_u T, \quad \Delta E_f [100] = (c_{11} - c_{12})^{-1} \Xi_u T, \quad (23)$$

$$\Delta E_c [111] = (8/3) (c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44})^{-1} \Xi_u T, \quad \Delta E_f [111] = 4 (9c_{44})^{-1} \Xi_u T;$$

здесь c_{11} , c_{12} и c_{44} — модули упругости кристалла, Ξ_u — деформационный потенциал чистого сдвига, T — среднее сжимающее напряжение, ΔE_c — расщепление долин при сжатии с радиальными напряжениями, ΔE_f —

расщепление долин при сжатии свободного образца (без радиальных напряжений). Для германия $\Delta E_c/\Delta E_f = 0,81$, а для кремния $\Delta E_c/\Delta E_f = 0,61$.

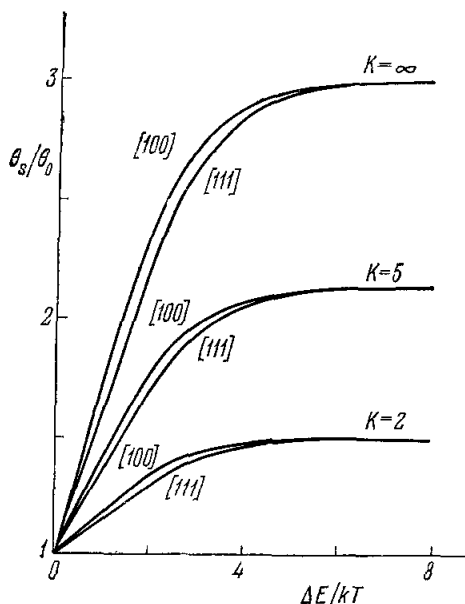
На рис. 6 показаны зависимости $\theta_{s(6)} = f_1(\Delta E/kT)$ и $\theta_{s(4)} = f_2(\Delta E/kT)$, вычисленные по формулам (20)–(22) для направлений [100] и [111] при $K = 2, 3$ и ∞ . Видно, что с ростом расщепления ΔE , которое пропорционально нагрузке согласно формуле (23), вращение на свободных носителях в полупроводниках с эллипсоидальными изоэнергетическими поверхностями увеличивается, достигая насыщения при $\Delta E/kT = 6$, причем величина насыщения θ_s/θ_0 существенно зависит от K значительно сильнее при малых значениях K , чем при больших.

Измерение вращения на свободных носителях при различных температурах кристалла позволяет^{32, 33} выявить более надежно, по сравнению с другими метода-

Рис. 6. Теоретические зависимости угла поворота от величины расщепления эквивалентных долин для направлений [100] и [111] при $K = 2, 3$ и ∞ .

ми, температурную зависимость эффективной массы, так как в формуле (14) изменение с температурой всех величин достаточно легко контролируется.

При разогреве носителей сильным внешним электрическим полем, ориентированным относительно эллипсоидов, происходит перераспределение носителей между холодными и горячими долинами, что приводит к изменению вращения плоскости поляризации^{34–37}, на основании которого могут быть определены параметры зон. В полупроводниках со сферическими изоэнергетическими поверхностями величина вращения свободными носителями может уменьшаться под действием сильного электрического поля, если закон дисперсии в зоне неквадратичен³⁸.



III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

5. Ме ж з о н н ы й э ф ф е к т. Для разрешения осцилляций в спектрах угла поворота при $\omega > \omega_g$ магнитное поле, толщина образца, температура, концентрация примесей и свободных носителей должны удовлетворять определенным условиям. Поскольку время жизни, соответствующее уровням Ландау, при некоторой температуре кристалла не бесконечно велико, ширина уровня конечна и для разрешения осцилляций необходимо приложить магнитное поле такой величины, чтобы энергетический зазор между уровнями Ландау был больше ширины уровней, т. е. $\omega_{c,i}\tau_i \gg 1$, где $\omega_{c,i}$ и τ_i — циклотронная частота и время жизни в i -й зоне. Для межзонных переходов это условие имеет вид

$$\omega_*\tau_* \gg 1, \quad (24)$$

где $\omega_* = \omega_{c,n} + \omega_{c,p}$, $\tau_* = \tau_c\tau_v(\tau_c + \tau_v)^{-1}$.

Если учесть расщепление по спину, то вместо условия (24) для разрешения осцилляций необходимо выполнить более критичное требование $kT \ll \hbar\omega_g$.

Так как осцилляционные межзонные эффекты наблюдаются в области сильного фундаментального поглощения кристалла, толщина исследуемого образца d , задаваемая условием минимальной погрешности $\alpha d \approx 1$, составляет несколько микрон, причем для исключения деформации образец должен быть свободным от подложки. Уменьшение концентрации примесей, свободных носителей и понижение температуры облегчает выполнение условия (24) и обеспечивает более отчетливые осцилляции межзонного вращения в области $\omega > \omega_g$.

Для наблюдения осцилляций угла поворота в нерезонансной области $\omega < \omega_g$, вызванных блокированием межзонных переходов свободными носителями в подзонах Ландау вырожденного полупроводника, необходимо также выполнить условие низкой температуры и сильного магнитного поля, когда спиновое расщепление $g\beta B$ превосходит тепловую энергию носителей, т. е. $g\beta B > kT$. Кроме того, необходимо выполнить условие $\hbar\omega_c \approx E_F$, где номер уровня Ландау l не должен превышать 5—7, чтобы можно было наблюдать осцилляцию, соответствующую пересечению уровня Ферми уровнем Ландау ($0 \uparrow$) при разумно больших магнитных полях.

Условие достаточно надежного определения эффективной массы свободных носителей на основании угла поворота в области $\omega \ll \omega_g$, где угол поворота обратно пропорционален квадрату частоты, выражается формулой

$$\theta/\alpha d \approx \mu B/2,$$

где α — коэффициент поглощения, а μ — подвижность свободных носителей. И если учесть, что измерение угла поворота в один градус не составляет особого труда в области малой прозрачности образца, где $\alpha d \approx 4$, то $\mu B \geq 10^{-2}$, в то время как для определения эффективной массы из циклотронного резонанса необходимо выполнить значительно более критичное условие $\mu B \geq 1$, т. е. с помощью эффекта Фарадея может быть определена эффективная масса носителей, подвижность которых на два порядка меньше, чем в случае циклотронного резонанса.

а) *Германий*. Межзонное вращение в этом материале изучалось рядом авторов^{26, 39-43} как в области $\omega < \omega_g$, так и в области $\omega > \omega_g$. Анализ экспериментальных данных в области $\omega < \omega_g$ с учетом сложной структуры валентной зоны позволил Рос¹⁵ вычислить $g_{\text{eff}} = -6,0$. Интересно заметить, что здесь экспериментальные точки хорошо укладываются на зависимость $n\theta(1/\lambda^2)$, вычисленную для элементарного осциллятора,

и дают правильное значение массы свободного электрона ($1,04m_0$). Инверсия вращения в коротковолновой области приписывалась в первых работах ⁴⁰ конкуренции прямых и не прямых переходов, однако последующие расчеты ^{24, 25} показали, что решающий вклад дают прямые переходы. Влияние примесей, температуры, электрического поля на спектр межзонного вращения изучалось в работах ^{13, 14, 24, 44-48}.

Особый интерес представляют результаты исследований в области $\omega > \omega_g$ при слабых и сильных магнитных полях, так как особенности этих спектров непосредственно связаны с тонкой структурой зон. На рис. 4 показаны спектры $\theta(\omega)$, полученные Митчеллом и Уоллисом ⁴¹ при 300° К для образца германия толщиной 5,72 мм (на стеклянной подложке) в магнитном поле 86 кс. Аналогичные результаты получены Нишиной и Лэксом ⁴³ на образце толщиной ~4 мм в поле 56,7 кс. На рис. 4 штриховой линией показан спектр, вычисленный для тех же условий Судзуки и Ханамурой ²⁵. Наглядное подобие спектров убедительно свидетельствует о существенном вкладе экситонов в форму полос вращения. При низких температурах спектры имеют еще более сложную структуру ⁴³ из-за деформации образца подложкой. Эта деформация снимает вырождение в валентной зоне и сдвигает уровни Ландау и экситона. Даже при комнатной температуре в образце на подложке имеются остаточные напряжения, которым обязан, например, длинноволновый максимум экспериментальной зависимости $\theta(\omega)$ на рис. 4.

Осциллирующий спектр вращения, связанного с непрямыми межзонными переходами, наблюдал Халперн ⁴⁹ на свободных от подложки ориентированных образцах с концентрацией носителей менее 10^{13} см^{-3} при 1,7° К в полях до 103 кс. Спектры анализировались с учетом вклада не прямых экситонов.

б) *Кремний*. В этом материале межзонный эффект изучался лишь в области $\omega < \omega_g$ ⁵⁰⁻⁵³. В последней работе ⁵³ были применены ориентированные монокристаллические образцы кремния с собственной проводимостью толщиной от 90 до 24 мм, на которых дисперсия угла поворота изучалась в области 0,45—2,05 эв при комнатной температуре в магнитном поле 20 кс. Сравнение экспериментальных результатов с теориями ^{13-15, 40} позволило установить, что основной вклад во вращение в этой области частот дают прямые разрешенные переходы с энергией 3,07 эв по теории ⁴⁰ и 2,80 эв по теории ¹³, в то время как не прямые переходы с энергией 1,18 эв по теории ⁴⁰ и 1,16 эв по теории ¹³ существенного вклада в угол поворота не дают.

в) *Соединения третьей и пятой групп*. В области $\omega \gtrsim \omega_g$ из-за малости эффективной массы электронов в сурьмянистом индии уже при небольших магнитных полях наблюдаются полосы в спектре вращения, которые изучались Пидженом и Брауном ⁵⁴. В сильном магнитном поле спектр имеет сложную структуру, показанную на рис. 7 для 53,0 и 96,5 кс. Эти зависимости получены при ~20° К на свободных от подложки образцах толщиной 4,5 мм с концентрацией примесей не более 10^{14} см^{-3} . Тщательного теоретического анализа не делалось, лишь отмечено, что вращение пропорционально разности вкладов дисперсии от $\Delta M_J = +1$ и $\Delta M_J = -1$ переходов; поэтому в спектре вращения возникают резонансные особенности вблизи тех же самых точек, что и для комбинаций из σ_+ и σ_- спектров, на основании детального обсуждения которых в работе ⁵⁴ вычислены все основные параметры зон сурьмянистого индия с учетом их сложной структуры.

В арсениде галлия осцилляции межзонного вращения тщательно исследовали Нарита, Кобаяши и Коике ⁵⁵ при 77° К и 80 кс на образцах толщиной 5 мм с концентрацией примесей не более 10^{16} см^{-3} . При ана-

лизе для учета экситонного вклада лишь вводился энергетический сдвиг полос, а форма и амплитуда полос описывались временем релаксации.

В области $\omega < \omega_g$ первые работы по исследованию вращения^{42,50} были выполнены при недостаточно низких температурах, поэтому влияние свободных носителей на спектр $\theta(\omega)$ не было выявлено однозначно. Недавно Деннис, Смит и Саммерс²² исследовали спектр $\theta(\omega)$ на монокристаллических образцах n -InSb с концентрацией электронов от 10^{14} до 10^{17} см^{-3} при 15°K в магнитном поле до 60 кгс в области длин волн

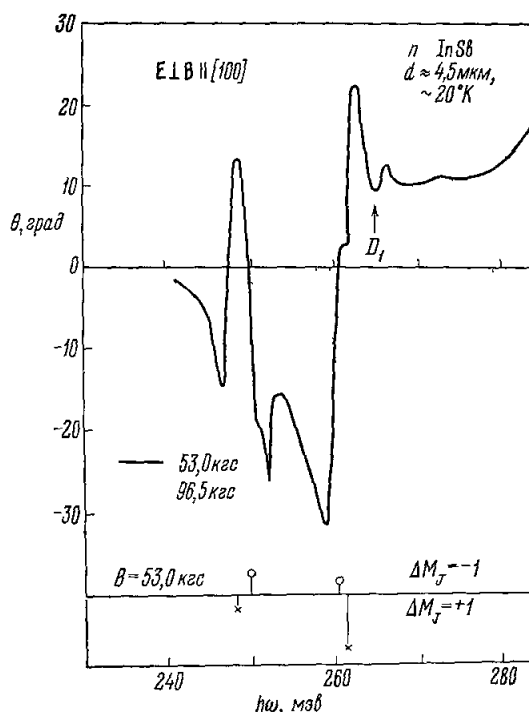


Рис. 7. Спектры межзонного вращения в n -InSb при $\sim 20^\circ\text{K}$ в области $\omega \gtrsim \omega_g$ ⁵⁴. Стрелкой показан наведенный переход D_i с интенсивностью, в десять раз меньшей разрешенного перехода. В нижней части рисунка вертикальные отрезки обозначают интенсивности переходов с $\Delta M_J = -1$ и $\Delta M_J = +1$.

6—20 $\mu\text{м}$. В образце с концентрацией электронов $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ наблюдалось отклонение зависимости $\theta(B)$ от линейной тем более сильное, чем короче была длина волны в области $\lambda > \lambda_g$, где $\lambda_g = \hbar \cdot 2\pi c / E_g$. В этом образце энергия Ферми $E_F \sim 1 \text{ мэв}$, а тепловая энергия при 15°K соответствует $\sim 1,2 \text{ мэв}$. Следовательно, при величине индукции магнитного поля $B > 10 \text{ кгс}$ энергия спинового расщепления $g\mu B$ значительно превышает энергию Ферми E_F и электроны заселяют лишь единственный уровень Ландау ($0 \uparrow$). С ростом магнитного поля вырождение увеличивается, что приводит к блокированию свободными электронами наинизшего энергетически разрешенного межзонного перехода и к возникновению положительного вклада в полный угол поворота.

В образцах с концентрацией электронов $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ наблюдались осцилляции в зависимости угла поворота от индукции магнитного поля в широком интервале полей, где уровни Ландау последовательно проходят через уровень Ферми. На рис. 8 показана только осциллирующая часть зависимости $\theta(B)$ для образца с концентрацией электронов $5,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

при длине волны 6,2 мкм. Видно, что, во-первых, амплитуда осцилляций уменьшается с ростом номера

Таблица II

Сравнение теоретического и экспериментальных значений индукции магнитного поля, соответствующих пересечению уровня Ферми уровнями Ландау

Концентрация электронов, см ⁻³	Опустошаемый уровень Ландау	Индукция магнитного поля, тл	
		расчет	эксперимент
1,5·10 ¹⁴ 8,0·10 ¹⁵ 5,0·10 ¹⁶	Отсутствует	—	—
	0, -1/2	2,20	2,60
	0, -1/2	6,00	4,50
	1, +1/2	3,47	3,26
	1, -1/2	2,66	2,54
	2, +1/2	1,85	1,86
	2, -1/2	1,24	1,23
	3, +1/2	1,04	0,92
	3, -1/2	0,97	0,74
1,0·10 ¹⁷	1, -1/2	6,0	5,8
	2, +1/2	4,48	5,18
	2, -1/2	3,84	4,00
	3, +1/2	3,05	3,10
	3, -1/2	2,74	2,60

уровня Ландау, во-вторых, уровням Ландау со спином, ориентированным вверх, соответствуют большие амплитуды, чем уровням со спином, ориентированным вниз, в согласии с теорией²⁰. Положение экстремумов, как видно в табл. II, также хорошо согласуется с теорией, предсказывающей величины магнитного поля, соответствующие пересечениям уровней Ландау с уровнем Ферми (см. рис. 3). Вероятной причиной отсутствия в спектре $\theta(B)$ осцилляций с большими квантовыми числами, соответствующими малым магнитным полям, является нарушение квантового условия $g\beta B > kT$, в результате чего электроны перераспределяются по соседним уровням Ландау. На рис. 9 показаны зависимости $l(1/B)$, согласно формуле (9), для образцов с концентрациями электронов $5 \cdot 10^{16}$ и $1,8 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Значки соответствуют минимумам и максимумам угла поворота для величин индукции магнитного поля, когда $(l, -1/2; l, +1/2)$ -уровни проходят

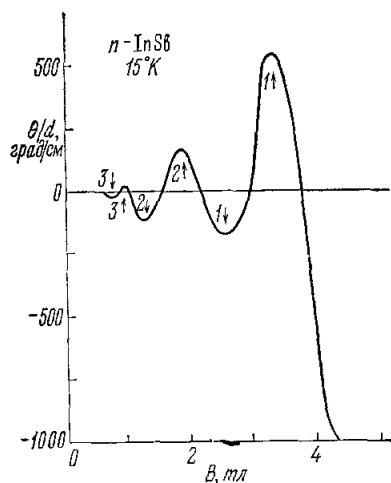


Рис. 8. Осциллирующая часть зависимости угла поворота от индукции магнитного поля для n -InSb с концентрацией электронов $5,0 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при длине волны 6,2 мкм и $T = 15^\circ \text{K}$ ²².

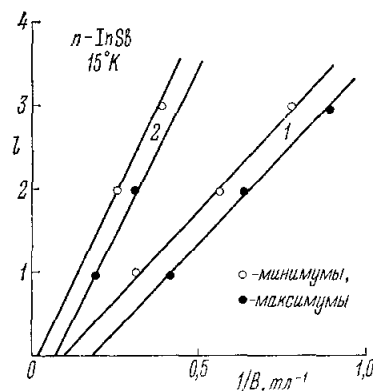


Рис. 9. Экспериментальные зависимости²² чисел Ландау от обратной величины индукции магнитного поля, соответствующих минимумам и максимумам осцилляций угла поворота для n -InSb с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{16}$ (1) и $1,8 \cdot 10^{17}$ см⁻³ (2).

мимо уровня Ферми. Величина g -фактора, вычисленная на основании рис. 8 по формуле (9), оказалась равной $-(47 \pm 1)$, что хорошо согласуется с данными других методов.

В сурьмянистом галлии и арсениде галлия обнаружено^{19, 56-62} существенное влияние примесей на структуру межзонного вращения в области $\omega < \omega_g$, однако подробно оно не исследовано.

г) *Халькогениды свинца*. В работах^{17, 63} установлено, что межзонный эффект Фарадея в области $\omega < \omega_g$ в *n*-PbS обладает двумя особенностями. Во-первых, его знак зависит от температуры при определенной концентрации электронов; во-вторых, при $\omega \rightarrow 0$ угол поворота $\theta \rightarrow \theta_0 \neq 0$, причем величина θ_0 является функцией температуры. На рис. 10 показаны¹⁷ спектры вращения при 300, 100 и 42 °K для образца толщиной 425 мкм

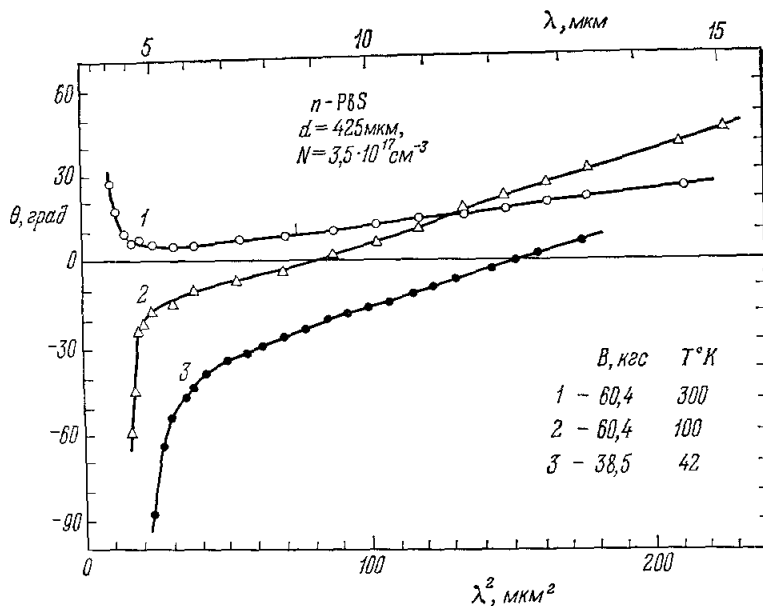


Рис. 10. Спектры эффекта Фарадея для PbS с концентрацией электронов $3,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при трех температурах¹⁷.

с концентрацией электронов $3,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, где отчетливо видна инверсия вращения в области температур 300—100 °K. Это явление может быть объяснено, согласно формуле (6), различием сдвига оптического края (эффект Бурштейна — Мосса) для лево- и правополяризованного света, причем такое различие существенно зависит от температуры кристалла и от концентрации электронов в зоне. Спектр $n\theta(\omega)$, вычисленный по формуле (6), хорошо согласуется с экспериментальным. Межзонное вращение исследовалось также в PbTe, PbSe^{29, 64-66} и других полупроводниках⁶⁷⁻⁷². Влияние электрического поля на межзонное вращение обсуждалось в работах^{47, 73}.

6. *Внутризонный эффект*. Величина показателя поглощения, вызванного внутризонными переходами, невелика по сравнению со средней величиной показателя преломления; поэтому эффект Фарадея, пропорциональный разности показателей преломления n_- и n_+ , согласно формуле (4), является пока единственным магнитооптическим эффектом, связанным с этими переходами, который экспериментально изучался в ряде полупроводников *p*-типа.

а) *Германий*. Спектры внутризонного вращения в *p*-Ge исследовались несколькими авторами^{10, 28}. Результаты наиболее детальной работы Ли и Фэна¹⁰ показаны на рис. 11, где нижние спектры соответствуют

вращению, связанному только с переходами между ветвями валентной зоны, т. е. данные рис. 11 получены вычитанием из экспериментальных величин межзонного коротковолнового вращения. В верхней части рис. 11 для сравнения показаны в относительном масштабе спектры поглощения p -Ge также при 300 и 77 °К. Отчетливо видна большая аналогия в спектрах, особенно при комнатной температуре. Теория эффекта наиболее корректна при низкой температуре, поэтому на рис. 12 сравниваются с теорией результаты эксперимента лишь при 77 °К. Видно, что, кроме длинноволновой части и участка вблизи 0,3 эв, согласие

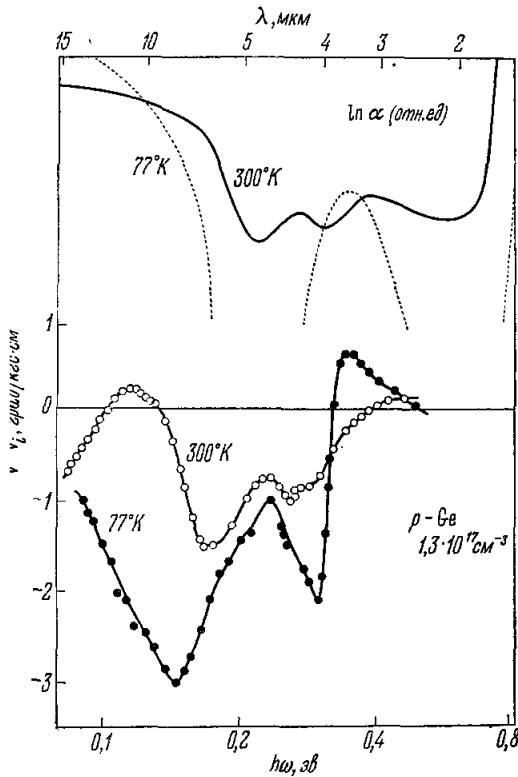


Рис. 11. Экспериментальные спектры эффекта Фарадея при 300 и 77 °К для p -Ge с концентрацией дырок $1,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В верхней части рисунка показаны спектры поглощения ¹⁰.

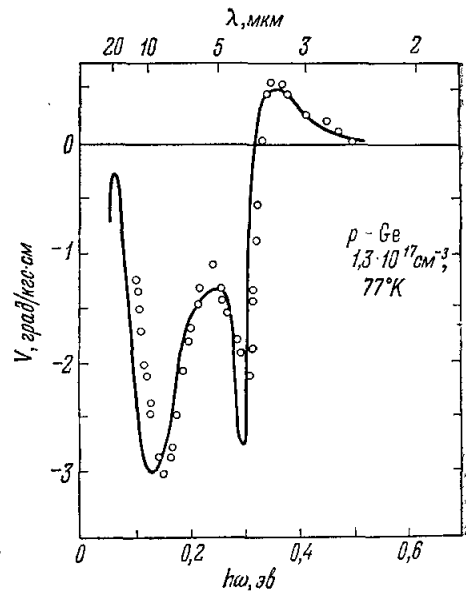


Рис. 12. Спектры внутризонного вращения в p -Ge с концентрацией дырок $1,3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 77 °К. Сплошная линия соответствует расчету, значки — эксперименту ¹⁰.

теории с экспериментом вполне удовлетворительное. Минимум вблизи 0,3 эв можно было бы получить при расчете менее глубоким, если принять время релаксации не одинаковым для всех переходов, а меньшим для перехода $V_3 \rightarrow V_4$. Длинноволновый максимум, как считают Ли и Фэн, должен быть обнаружен, если продолжить измерения в область больших длин волн.

Вращения, связанного с переходами внутри зоны проводимости и внутри валентной зоны, в кремнии пока отчетливо не выявлено ^{52, 72}.

б) *Соединения третьей и пятой групп.* В p -InSb обнаружить внутризонное вращение невозможно, так как $\Delta_{s0} > E_g$ и оно маскируется значительно более интенсивным межзонным вращением. В GaAs $\Delta_{s0} < E_g$ и эффект, подобно Ge, отчетливо проявляется ^{10, 28}. На рис. 13 показаны экспериментальные спектры вращения, полученные Ли и Фэн ¹⁰ при 77 и 300 °К, а для сравнения в верхней части — спектры поглощения для образца p -GaAs с концентрацией дырок $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Структуры спектров поглощения и вращения в области 3—15 мкм имеют много общего,

подтверждающего одинаковость механизмов возникновения того и другого эффекта, однако детальный анализ спектров не выполнен, так как

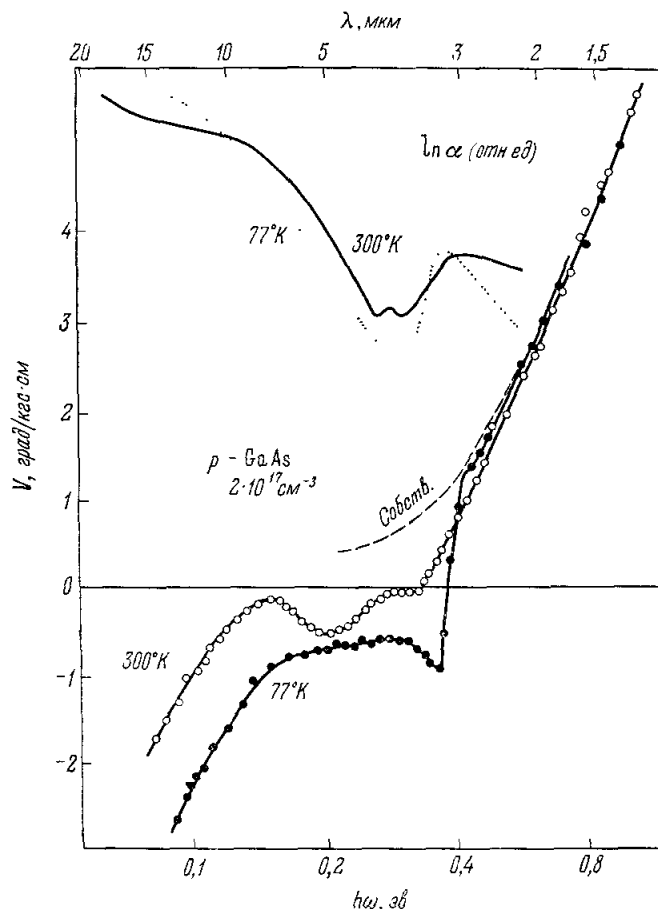


Рис. 13. Экспериментальные спектры эффекта Фарадея при 300 и 77 °K для p -GaAs с концентрацией дырок $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Вверху показаны спектры поглощения ¹⁰.

некоторые параметры валентной зоны арсенида галлия нуждаются в уточнении. В p -InAs выделить из общего вращения межзонный вклад пока не удалось ⁷².

в) *Соединения четвертой и шестой групп.* В отличие от германия и арсенида галлия, валентная зона и зона проводимости PbS , PbSe , PbTe являются невырожденными в абсолютных экстремумах, поэтому внутризонное вращение отсутствует ^{16, 17, 20, 29, 66}.

7. *Эффект на свободных носителях.* На основании угла поворота плоскости поляризации свободными носителями определение их эффективной массы наиболее удобно в практическом отношении, поскольку при выполнении условия $\omega_g > \omega > \omega_p > \omega_{L0}$ единственным ограничением является минимальный угол поворота. Для повышения чувствительности метода добиваются оптимальной прозрачности образца, при которой в области длин волн с максимальной прозрачностью интерференционная картина еще не проявляется. Тем не менее

многократное отражение света внутри плоскопараллельного образца приводит к завышению угла поворота $\theta_{\text{изм}}$ ^{74, 75}. Если для измерения угла применяется метод скрещенных поляризатора и анализатора (45°-метод), то связь между $\theta_{\text{изм}}$ и углом θ , входящим в формулу (14), имеет вид ¹⁰

$$\theta \approx \theta_{\text{изм}} (1 + 2R^2 e^{-2\alpha d} \cos 4\theta_{\text{изм}}) \approx \theta_{\text{изм}} (1 - R^2 e^{-2\alpha d}) / (1 + R^2 e^{-2\alpha d}).$$

В случае малого поглощения ($e^{-2\alpha d} = 1$) при $\theta_{\text{изм}} < 5^\circ$ измеряемый угол $\theta_{\text{изм}}$ на 16,4% превышает угол θ , что необходимо учитывать при обработке экспериментальных результатов.

а) *Германий*. Спектры вращения на свободных электронах изучать легче, чем на дырках, так как $m_n < m_p$; кроме того, как видно на рис. 11, вклад свободных дырок нелегко отделить от внутризонного вращения в области $\omega < \omega_g$. Спектры $n\theta$ (ω) на свободных электронах в области частот от ω_g до ω_p для образцов с концентрацией электронов от 10^{18} до 10^{19} см^{-3} представляют собой прямые линии, по наклону которых, согласно формуле (14), была выявлена ⁷⁶ сложная зависимость холловского фактора рассеяния от концентрации электронов в предположении, что закон дисперсии вблизи L -минимума квадратичен, т. е. масса от энергии не зависит. Недавно ⁷⁷ выявлена слабая непараболичность L -зоны. В работах ^{32, 33} на основании температурной зависимости $n\theta$ было установлено, что эффективная масса электронов m_n с ростом температуры от 100 до 590 °К увеличивается на 15%.

б) *Кремний*. Эффективная масса электронов здесь почти вдвое больше, чем в германии, поэтому вращение свободными электронами наблюдать труднее ⁵⁰⁻⁵². В последней работе Уолтон и Рейман ⁵² на образцах кремния с концентрацией электронов $1 \cdot 10^{18}$ и $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ изучили не только дисперсию вращения, но и дисперсию показателя преломления в области длин волн до 25 мкм, причем показатель преломления определялся с высокой точностью методом призмы по углу наименьшего отклонения. Одновременное измерение m_ϕ и m_R , как следует из формулы (18), позволяет вычислить поперечную составляющую m_t эффективной массы, которая оказалась равной $0,22m_0$ для образца с меньшей концентрацией и $0,23m_0$ для образца с большей концентрацией электронов. Установлен также почти линейный рост массы с температурой, согласующийся с данными других работ ³². Этот рост массы с температурой несколько превышает величину, связанную с изменением запрещенной зоны с температурой, что приписывается слабой непараболичности зоны проводимости кремния. На непараболичность указывает также тот факт, что поперечная составляющая массы m_t проявляет тенденцию роста с заполнением зоны электронами.

Влияние одноосного сжатия до $5 \cdot 10^9 \text{ дн/см}^2$ на эффект Фарадея в германии и кремнии n -типа, легированных до концентрации $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, было исследовано ²² в области длин волн 2—5 мкм при комнатной температуре в магнитном поле до 33,9 кэс. Величина расщепления долин зоны проводимости ΔE вычислялась по формулам (23), кроме того, определялась экспериментально по расщеплению экситонных линий в спектре поглощения. В области 2—5 мкм угол поворота складывается из межзонного вращения $D_1 \lambda^{-2}$ и вращения свободными электронами $D_2 \lambda^2$, т. е. $\theta(\lambda) = D_1 \lambda^{-2} + D_2 \lambda^2$; поэтому выражение

$$\theta \lambda^2 = D_1 + D_2 \lambda^4$$

представляет собой уравнение прямой линии, наклон которой пропорционален отношению концентрации свободных носителей к их эффективной массе.

Типичные экспериментальные зависимости $\lambda^2\theta = f(\lambda^4)$, полученные для n -Si при сжатии в направлении [100], показаны на рис. 14. В этом же направлении было приложено магнитное поле и распространялся свет. На рис. 14 отчетливо видно, что под действием одноосного сжатия возрастает угол поворота, но его частотная зависимость не меняется в согласии с формулой (20). Видно также, что величина отсечки D_1 на оси ординат не изменяется при сжатии кристалла, т. е. на межзонное вращение одноосное сжатие до $5 \cdot 10^9$ дн/см² не влияет. Это связано с тем, что расщепление эквивалентных долин зоны проводимости мало по сравнению с изменением ширины запрещенной зоны при таких давлениях.

Для n -Ge при сжатии в направлении [111] результаты подобны показанным на рис. 14 для n -Si, но величина вращения значительно больше, поскольку эффективная масса электронов в германии меньше, чем в кремнии. Однако, несмотря на большой угол поворота, в n -Ge измерения θ_s/θ_0 были затруднены из-за сильного двулучепреломления, возникающего при одноосном сжатии. При сжатии n -Ge в направлении [100] изменение угла поворота не наблюдалось, поскольку в этом случае все четыре эллипсоида зоны проводимости деформировались одинаково, а общая концентрация электронов, их эффективная масса и показатель преломления кристалла заметно не изменялись.

На рис. 15 точками показаны экспериментальные зависимости θ_s/θ_0 от энергии расщепления долин для трех образцов германия. Сплошные линии соответствуют расчету по формуле (22) для вырожденного электронного газа. Подгонка расчетных зависимостей θ_s/θ_0 к экспериментальным позволила определить средние значения $K = m_i/m_t$, равные 10_{-3}^{+7} для германия и $4,3_{-0,3}^{+0,6}$ для кремния.

в) *Соединения третьей и пятой групп.* В n -InSb вращение на свободных электронах особенно велико в образцах с малой концентрацией электронов, поскольку эффективная масса на дне зоны $m_{n0} = 0,013m_0$. Большинство работ (⁷⁸, а также ⁸, стр. 431—434) по эффекту Фарадея на свободных электронах посвящено изучению закона дисперсии $E(k)$ зоны проводимости InSb, так как зависимость $m_n(N)$ в невырожденной зоне, согласно формуле (15), непосредственно связана с $E(k)$. На рис. 16 показана функция $E(k)$, найденная ⁷⁸ графическим интегрированием экспериментальной зависимости $m_n(N)$; здесь же приведены функции $E(k)$, вычисленные по теории Кейна. Видно, что экспериментальная зависимость $E(k)$ в области энергий до 0,6 эВ удовлетворительно согласуется с кейновской, учитывающей вклад верхних зон. На рис. 16 также видно, что m_Φ и m_R совпадают по величине. Согласно формулам (15), (16) и (19) это позволяет сделать вывод о том, что вплоть до концентрации 10^{19} см⁻³ все электроны находятся в одной сферической зоне, т. е. ближайшие верхние зоны проводимости лежат не ниже 0,6 эВ от дна абсолютного экстремума.

В n -InAs до концентрации электронов $N \approx 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ $m_\Phi = m_R$ (⁸, стр. 432; ⁷⁹⁻⁸¹), тогда как при $N > 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ m_R превышает m_Φ тем

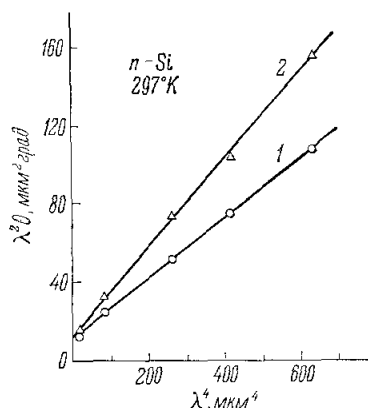


Рис. 14. Экспериментальные зависимости $\lambda^2\theta = f(\lambda^4)$ для n -Si с концентрацией электронов $7,6 \cdot 10^{17}$ см⁻³ при сжатии в направлении [100] ($B = 33,9$ кэс) без нагрузки (1) и при сжатии $\approx 7 \cdot 10^9$ дн/см² (2).

сильнее, чем больше концентрация электронов⁸². Это возможно, как

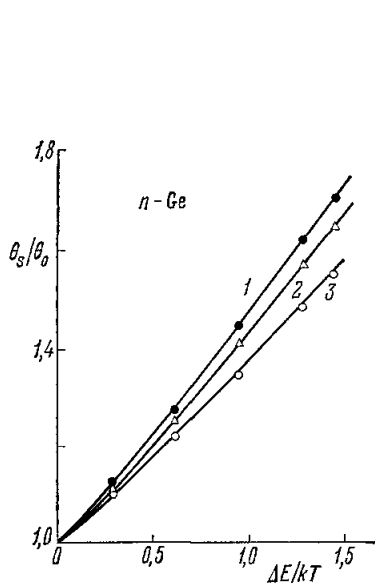


Рис. 15. Зависимости относительного изменения угла поворота от энергии расщепления эквивалентных долин n -Ge⁸¹.

Сплошные линии — теория; 1 — $K = m_l/m_t = 17$, $N = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 2 — $K = 11$, $N = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 3 — $K = 7$, $N = 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

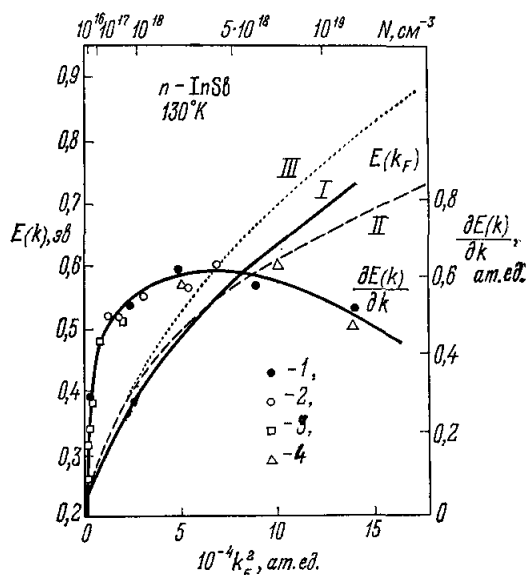


Рис. 16. Дисперсионные зависимости $E(k)$ и $\partial E(k)/\partial k$ для зоны проводимости InSb⁷⁸. Экспериментальные зависимости для 130 K: $\partial E(k)/\partial k \sim k_F/m_n$; значения масс m_n получены из эффекта Фарадея (1, 3) и из отражения (2, 4). $E(k_F)$ — I; расчет Кейна для $E(k)$ без учета (II) и с учетом вклада верхних зон (III).

следует из формулы (16), при условии, что в зоне проводимости кроме основной ветви имеется вторая, отделенная от первой зазором 0,2 эв, с эффективной массой 0,9 m_0 .

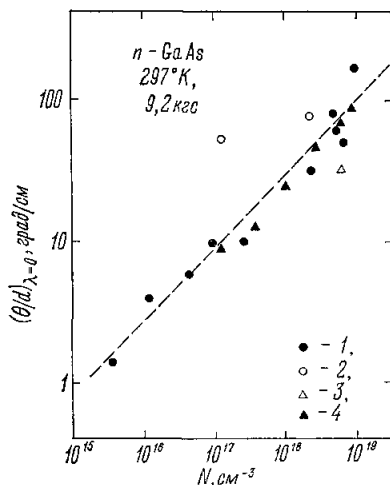


Рис. 17. Зависимость нулевой отсечки угла поворота $(\theta/d)_{\lambda=0}$ от концентрации электронов в n -GaAs при 297 K. Штриховая кривая соответствует $(\theta/d)_{\lambda=0} \sim N^{1/2}$; экспериментальные точки: 1 — работа⁸³, 2 —⁸⁷, 3 —⁵⁹ и 4 —⁸⁴.

магнитных подзон^{16, 17}. Подобное явление наблюдалось в n -InSb^{22, 88}.

Интересной особенностью вращения свободными электронами в n -GaAs является постоянная составляющая $(\theta/d)_{\lambda=0} = \theta_0$, которая растет с увеличением концентрации электронов^{83, 84} пропорционально $N^{1/2}$, как показано на рис. 17. В работе⁸⁵ это явление связывается с многократным отражением и с неоднородностью образцов, однако данные разных авторов^{57, 59, 83, 86, 87} согласуются друг с другом достаточно убедительно, как видно на рис. 17, причем в результатах работы⁵⁹ многократное отражение учтено. В работе⁸³ этого учета не сделано, тем не менее он не может давать существенный вклад для образцов с концентрацией электронов более 10^{18} см^{-3} . Природа постоянной отсечки, кроме того, может быть связана с различным заполнением магнитных подзон^{16, 17}. Подобное явление наблюдалось в n -InSb^{22, 88}.

Температурные зависимости $m_n(T)$ с помощью эффекта Фарадея изучались во многих материалах A_3B_5 ^{32, 59}, и установлено, что m_n на уровне Ферми растет при повышении температуры для разных соединений на 10—30% в интервале 100—600 °K.

В p -GaAs на основании вращения свободными дырками установлена зависимость $m_{p\Phi}$ от концентрации дырок^{28, 89}. Линейная экстраполяция позволяет получить $m_{p\Phi 0} = 0,26m_0$, соответствующую нулевой концентрации дырок. Учитывая соотношение (17) между m_Φ и m_R , с помощью $m_{\Phi 0}$ и $m_{R0} = 0,35m_0$ можно вычислить массы тяжелых и легких дырок у потолка валентной зоны m_{10} и m_{20} . При 300 °K $m_{10} = 0,50m_0$, $m_{20} = 0,80m_0$, которые находятся в удовлетворительном согласии с данными анализа спектров магнитоосцилляций фундаментального поглощения⁵⁵. Зная величины m_{10} и m_{20} и значение $m_R = 0,44m_0$ для концентрации дырок $1,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, можно по формуле (16) оценить эффективную массу на уровне Ферми. Ее величина $m_2 = 0,4m_0$ близка к массе тяжелых дырок, в качественном согласии с теорией Кейна (см. ¹⁰).

г) *Соединения четвертой и шестой групп.* Вращение свободными носителями в этих соединениях изучалось неоднократно^{11, 16, 17, 29, 63, 64, 66, 88}, однако большинство авторов располагали образцами с небольшим набором концентраций носителей заряда. В работах^{63, 64} для соединений PbS, PbTe n - и p -типа таким методом выявлены температурные зависимости эффективных масс. Поскольку E_g этих соединений увеличивается при нагревании, рост эффективной массы здесь велик по сравнению с другими полупроводниками и достигает 200% в интервале 100—300 °K. На рис. 10 показаны спектры вращения¹⁷ для одного образца n -PbS при трех разных температурах, где отчетливо видно влияние постоянной отсечки θ_0 на величину вращения свободными носителями; поэтому величина эффективной массы определялась по наклону линейной зависимости $n\theta$ (λ^2). В пленках PbTe и PbSe p -типа исследованы⁸⁸ спектры вращения $n\theta$ (λ^2) для концентраций дырок от 10^{17} до 10^{20} см^{-3} и выявлен сильный рост массы с концентрацией, соответствующий кейновской неквадратичности закона дисперсии в зонах.

Эффект Фарадея на свободных носителях применялся для анализа тензора обратной эффективной массы в карбиде кремния⁹⁰, теллуре⁹¹, сурьмянистом галлии⁹², для определения эффективной массы в различных полупроводниках⁹³, а также для изучения распределения носителей по объему кристалла⁹⁴. Влияние сильного («греющего») электрического поля на вращение свободными электронами исследовалось в работах^{34–38, 95}.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В истекшее десятилетие эффект Фарадея всесторонне изучался как в области межзонных переходов, так и в длинноволновой области инфракрасного диапазона. С его помощью определены g -факторы зон, энергетические зазоры между особыми точками зоны Бриллюэна. Наиболее плодотворными оказались исследования в области, где эффект связан со свободными носителями заряда. На основании этого вращения удалось с большой точностью определить эффективные массы носителей и выявить зависимость их от концентрации носителей в зоне, что дало возможность найти закон дисперсии $E(k)$ в зонах различных полупроводников.

В последние годы появились теоретические работы^{35, 38, 47, 73}, в которых эффект Фарадея изучался в условиях одновременного воздействия на кристалл кроме магнитного поля электрического поля (перпендикулярного или параллельного магнитному полю), поля напряжений и их комбинаций. Дальнейшее совершенствование экспериментальной

методики с применением лазеров^{59, 60}, глубокого охлаждения, сильных магнитного и других полей, безусловно, приведет к выявлению новых возможностей эффекта Фарадея для изучения зонной структуры полупроводников.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. Kimmel, Zs. Naturforsch. **12a**, 1016 (1957).
2. Б. Лэкс, УФН **70**, 111 (1960).
3. Б. П. Захарченя, Р. П. Сейсян, УФН **97**, 113 (1969).
4. Э. Рашба, УФН **84**, 557 (1964).
5. T. S. Moss, Phys. Stat. Sol. **2**, 601 (1962).
6. M. Rodo, ibid. **3**, 1751 (1963).
7. M. Balkanski, E. Azzallag, ibid. **30**, 407 (1968); E. Azzallag, Ann. de Phys. **5**, 27 (1971).
8. Сборник «Оптические свойства полупроводников A_3B_5 », М., «Мир», 1970.
9. Дж. Блекмор, Статистика электронов в полупроводниках, М., «Мир», 1964.
10. T. H. Lee, H. Y. Fan, Phys. Rev. **165**, 927 (1968).
11. Ю. И. Равич, Б. А. Ефимова, И. А. Смирнов, Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца, М., «Наука», 1968.
12. Л. И. Коровин, ФТТ **1**, 1311 (1959); **3**, 1790 (1961); **12**, 945 (1970).
13. J. M. Boswarva, R. E. Howard, A. B. Lidiard, Proc. Phys. Soc. **269**, 125 (1962).
14. J. M. Boswarva, A. B. Lidiard, Proc. Phys. Soc. **A278** 588 (1964).
15. L. M. Roth, Phys. Rev. **A133**, 542 (1964).
16. E. D. Palik, D. L. Mitchell, J. N. Zemel, ibid. **A135**, 763.
17. D. L. Mitchell, E. D. Palik, R. F. Wallis, Phys. Rev. Lett. **14**, 827 (1965).
18. E. A. Stern, ibid. **15**, 62.
19. W. Thielemann, B. Rheinlander, Phys. Stat. Sol. **14**, 205 (1966).
20. D. L. Mitchell, E. D. Palik, R. F. Wallis, J. Phys. Soc. Japan, Suppl. **21**, 197 (1966).
21. P. S. Pershan, J. P. van der Ziel, L. D. Malmstrom, Phys. Rev. **143**, 574 (1966).
22. R. B. Dennis, S. D. Smith, C. J. Summers, Proc. Roy. Soc. **A321**, 303 (1971).
23. W. Thielemann, Phys. Stat. Sol. **26**, K29 (1968).
24. А. Г. Жилич, В. П. Макаров, ФТТ **6**, 2058 (1964).
25. K. Suzuki, E. Hanamura, J. Phys. Chem. Sol. **30**, 749 (1969).
26. P. Byszewski, J. Kolodziejczak, Phys. Stat. Sol. **33**, 485 (1969).
27. J. Halpern, B. Lax, Y. Nishina, Phys. Rev. **A134**, 140 (1964).
28. A. K. Walton, U. K. Mishra, Proc. Phys. Soc. **90**, 1111 (1967).
29. S. Kurita, J. Nagasawa, K. Tanaka, Y. Nishina, T. Furukoi, Sci. Repts of Research Institutes Tôhoku University (RITU) **A17** (No. 1), 37 (1965).
30. Л. Э. Гуревич, И. П. Ипатова, ЖЭТФ **37**, 1324 (1959).
31. A. K. Walton, C. R. Everett, Sol. State Comm. **4**, 211 (1966); A. K. Walton, P. L. Reinmann, C. R. Everett, J. Phys. **C4**, 201 (1971).
32. Ю. И. Уханов, Ю. В. Мальцев, Изв. АН СССР, сер. физ. **28**, 989 (1964).
33. Ю. И. Уханов, Ю. В. Мальцев, Изв. вузов (Физика), № 5, 150 (1964).
34. А. В. Субашиев, ФТТ **7**, 936 (1965).
35. И. П. Ипатова, Р. Ф. Казарпнов, А. В. Субашиев, ФТТ **7**, 2129 (1965).
36. D. Mukhopadhyay, B. R. Nag, Phys. Rev. **B3**, 360 (1971).
37. H. Heinrich, ibid., p. 416.
38. Л. Е. Воробьев, В. И. Смирнов, У. Б. Солтамов, В. И. Стафеев, А. В. Штурбин, ФТП **1**, 145 (1967).
39. E. D. Palik, J. Phys. Chem. Sol. **25**, 767 (1964).
40. J. Kolodziejczak, B. Lax, Y. Nishina, Phys. Rev. **128**, 2655 (1962).
41. D. L. Mitchell, R. F. Wallis, ibid. **131**, 1965 (1963).
42. S. D. Smith, C. R. Pidgeon, V. Prosser, Proc. of the 6th Intern. Conference on the Physics of Semiconductors, L.—N.Y., Academic Press, 1962.

43. Y. Nishina, B. Lax, J. Phys. Chem. Sol. 30, 739 (1969).
44. M. J. Dyakonov, A. L. Efros, D. L. Mitchell, Phys. Rev. 180, 819 (1969).
45. Е. Г. Цицишвили, ФТП 4, 461 (1970).
46. E. Haga, J. Phys. Soc. Japan 20, 735 (1965).
47. Б. М. Аскеров, Ф. М. Гашимзаде, ФТТ 7, 3631 (1965).
48. Я. А. Рознерица, А. Г. Чабан, ФТТ 8, 894 (1966).
49. J. Halpern, J. Phys. Chem. Sol. 27, 1505 (1966).
50. Ю. И. Уханов, ФТТ 4, 2741 (1962); H. Piller, R. F. Potter, Phys. Rev. Lett. 9, 203 (1962).
51. H. Stramska, Z. Bachan, P. Byszewski, J. Kolodziejczak, Phys. Stat. Sol. 27, K25 (1968).
52. A. K. Walton, P. L. Reimann, J. Phys. C3, 1410 (1970).
53. C. J. Gabriel, ibid. B2, 1812.
54. C. R. Pidgeon, F. C. Brown, Phys. Rev. 146, 575 (1966).
55. С. Нарита, М. Кобаяши, Н. Коике, Труды Международной конференции по физике полупроводников, М., «Наука», 1969.
56. З. И. Урицкий, Г. В. Шустер, ФТТ 7, 3415 (1965).
57. H. Piller, Proc. of the Intern. Conference on the Physics of Semiconductors, Kyoto, 1966, p. 206.
58. M. Zvara, Phys. Stat. Sol. 27, K157 (1968).
59. Х. Пиллер, см. ⁵⁵, стр. 375.
60. W. Thielemann, Phys. Stat. Sol. 34, 519 (1969).
61. Л. Я. Баклаев, А. Н. Левков, Ю. Я. Умрилов, ФТП 4, 2015 (1970).
62. M. Zvara, Phys. Stat. Sol. 36, 785 (1969).
63. Ю. В. Мальцев, Е. Д. Ненсберг, А. В. Петров, С. А. Семилетов, Ю. И. Уханов, ФТТ 8, 2154 (1966).
64. Ju. V. Maltsev, I. K. Smirnov, Ju. I. Ukhonov, A. N. Veis, J. de Phys. 29, Nr. 11/12 (Suppl.), C4-99 (1968).
65. М. С. Козырева, ФТП 4, 1167 (1970).
66. S. Kurita, J. Phys. Soc. Japan 22, 1150 (1967).
67. A. Ebina, T. Koda, S. Shiono, J. Phys. Chem. Sol. 26, 1497 (1965).
68. M. Balkanski, E. Amzallag, D. Langer, Phys. Stat. Sol. 11, K59 (1965).
69. Y. Nishina, S. Kurita, S. Sugano, J. Phys. Soc. Japan 21, 1609 (1966).
70. M. Balkanski, E. Amzallag, D. Langer, J. Phys. Chem. Sol. 27, 299 (1966).
71. M. Zvara, F. Zalouden, V. Prosser, Phys. Stat. Sol. 16, K21 (1966).
72. U. K. Mishra, A. K. Walton, ibid. 24, K87 (1967).
73. Q. H. F. Vrehen, W. Zawadzki, M. Reine, Phys. Rev. 158, 702 (1967).
74. E. D. Palik, J. R. Stevenson, J. Webster, J. Appl. Phys. 37, 1982 (1966).
75. В. Д. Тронько, Опт. и спектр. 26, 484 (1969).
76. A. K. Walton, T. S. Moss, Proc. Phys. Soc. 78, 1393 (1961).
77. R. L. Aggarwal, M. D. Zutek, B. Lax, Phys. Rev. 180, 800 (1969).
78. Ф. П. Кесаманлы, Ю. В. Мальцев, Д. Н. Наследов, Ю. И. Уханов, А. С. Филиппченко, ФТТ 8, 1176 (1966).
79. С. Г. Шулман, Ю. И. Уханов, ФТТ 7, 952 (1965).
80. C. J. Summer, S. D. Smith, Proc. Phys. Soc. 92, 215 (1967).
81. Ф. П. Кесаманлы, Ю. В. Мальцев, Д. Н. Наследов, Л. А. Николаева, М. В. Пивоваров, В. А. Скрицкий, Ю. И. Уханов, ФТП 3, 1833 (1969).
82. Л. А. Казакова, Р. К. Карымшаков, Ю. И. Уханов, В. П. Ягульев, ФТП 5, 1710 (1971).
83. Ю. И. Уханов, ФТТ 5, 108 (1963).
84. П. Б. Орлов, Л. И. Колесник, Ю. В. Кудин, Завод. лаб. 37, 440 (1971).
85. Ю. П. Машуков, ФТП 1, 990 (1967); А. Ф. Кравченко, Ю. П. Машуков, Изв. вузов (Физика), № 4, 100 (1970).
86. H. Piller, Proc. of the 7th Intern. Conference on Physics of Semiconductors, P., Dunod, 1964.
87. M. Cardona, Phys. Rev. 121, 752 (1961).
88. М. С. Козырева, Н. Б. Аржеухова, ФТП 4, 2172 (1970).
89. A. K. Walton, U. K. Mishra, J. Phys. C1, 533 (1968).
90. B. Ellis, T. S. Moss, Proc. Roy. Soc. A299, 383 (1967).
91. J. L. Callies, C. Rigaux, J. Phys. Chem. Sol. 25, 1368 (1964).

92. C. Y. Liang, Appl. Phys. Lett. **12**, 49 (1968); G. Bordure, F. Guastavino, C.R. Ac. Sci. **B267**, 860 (1968).
93. Ф. П. Кесаманлы, Э. Э. Клотиньш, Ю. В. Мальцев, Д. Н. Наследов, Ю. И. Уханов, ФТТ **6**, 134 (1964); J. Halpern, Sol. State Res. Lincoln Lab. MIT No. 2, 67; No. 3, 38; No. 4, 51 (1965); Г. А. Сихарулидзе, В. М. Тучкевич, Ю. И. Уханов, Ю. В. Шмарцев, ФТТ **8**, 1159 (1966); S. Narita, T. Shibata, J. Phys. Soc. Japan **21**, 1218 (1966); W. S. Baer, Phys. Rev. Lett. **16**, 729 (1966); Phys. Rev. **154**, 785 (1967); Е. П. Андреева, Л. Р. Дийнов, М. С. Козырева, Н. Н. Колпакова, Изв. СО АН СССР, сер. хим. наук **4** (9), 5 (1967); В. К. Милославский, В. В. Кармазин, А. А. Шапиро, ФТП **2**, 590 (1968); E. H. van Tongerlo, J. C. Woolley, Canad. J. Phys. **46**, 1199 (1968); V. K. Chandler, P. R. Wallace, *ibid.* **47**, 31 (1969); Ю. А. Махалов, Р. Л. Мелик-Давтян, ФТТ **11**, 2667 (1969); В. В. Кармазин, В. К. Милославский, Опт. и спектр. **27**, 78 (1969); В. В. Волков, Л. В. Волкова, П. С. Киреев, ФТП **4**, 1138 (1970); Ю. М. Бурдюков, Ю. В. Мальцев, Г. И. Пичахчи, Ю. И. Уханов, Х. А. Халилов, *ibid.*, стр. 1390; Ю. М. Козлов, Г. И. Пичахчи, В. Г. Сидоров, Ю. И. Уханов, *ibid.*, стр. 1824; В. В. Кармазин, В. К. Милославский, УФЖ **16**, 547 (1971).
94. R. R. Alfano, D. H. Baird, J. Appl. Phys. **39**, 2931 (1968); M. H. Engeler, B. R. Nag, J. Appl. Phys. **36**, 3387 (1965).
95. С. Н. Барановский, Д. Д. Березников, сборник «Физика и техника полупроводников», Новосибирск, НЭИ, 1970.
96. M. Shimura, N. Takeuchi, T. Yajima, Japan J. Appl. Phys. **9**, 1334 (1970).
-