

УДК 621.315.592

©1994 г.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НОСИТЕЛЯМИ ТОКА. ОБНАРУЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПЛАЗМОНА

О б з о р

*Б.Х.Байрамов, В.А.Войтенко, И.П.Ипатова,
В.К.Негодуйко, В.В.Топоров*

Санкт-Петербургский технический университет,
195251, Санкт-Петербург, Россия

(Получен 17 декабря 1993 г. Принят к печати 23 декабря 1993 г.)

Излагаются результаты последних исследований комбинационного рассеяния света плазмой твердого тела. Особенно интенсивно работы велись над новыми материалами полупроводниковой электроники — кристаллами n -InP и p -GaAs. Разобраны возможные механизмы рассеяния света на носителях тока в прямозонных полупроводниках, названы характеристики кристалла, которые можно определять по спектрам рассеяния. Обсуждаются некоторые детали эксперимента: геометрия рассеяния, сопутствующий контроль подвижности и концентрации носителей тока, определение температурной зависимости сечения. Проводится детальное сравнение теоретических температурных зависимостей интегрального сечения и ширины линии с экспериментом. Частотная зависимость сечения квазиупругого рассеяния представляет собой суперпозицию гауссовского и лоренцевского контуров. Описано наблюдение акустического плазмона в p -GaAs. Объяснено возникновение и существование акустического плазмона в системе легких и тяжелых дырок, связанное с разогретыми эффектами.

1. Введение

Появление лазерных источников излучения, совершенствование многопроходных дифракционных спектрометров в сочетании с интерферометрами Фабри-Перо и многоканальными охлаждаемыми фотоприемниками привели к открытию ряда новых направлений в спектроскопии. Одним из таких направлений стало исследование электронного рассеяния света. Первоначальным объектом исследования была классическая газовая плазма. В этой рассеивающей системе существуют два главных механизма электронного рассеяния. Рассеяние света коллективными возбуждениями (плазмонами) наблюдается в плотной электронной плазме при малых значениях переданных волновых векторов q [1,2]:

$$q r_s \ll 1, \quad (1)$$

где r_s — радиус экранирования. Это один из упомянутых механизмов рассеяния. Рассеяние света одночастичными возбуждениями имеет место в достаточно разреженной плазме при больших переданных волновых векторах, когда

$$qr_s \gg 1. \quad (2)$$

Это рассеяние является квазиупругим и имеет гауссовский спектр, отражающий распределение электронов по скоростям [3]. Это второй из основных механизмов рассеяния света электронами.

Кроме плазмы, рассеяние света плазмонами наблюдается в чистом виде только в гомеополярных полупроводниках [4,5]. В бинарных соединениях $A^{III}B^V$, начиная с первой работы [6], широко исследуются спектры рассеяния смешанными плазмон-фононными модами [7]. Плазма полупроводников отличается от газовой благодаря особенностям энергетического спектра электронов, например присутствию спин-орбитального взаимодействия, наличию многодолинной зонной структуры, непараболичности и т.п. Эти особенности плазмы полупроводников приводят к возникновению нескольких новых механизмов электронного рассеяния света. Они могут сосуществовать в плотной плазме одновременно с рассеянием света плазмонами. Эти механизмы не экранируются, так как они обусловлены противофазными флуктуациями электронной плотности, не связанными с флуктуациями заряда. Благодаря этому спектр рассеяния света плазмой твердого тела более информативен, чем в случае газовой плазмы. Возможно определение на основе анализа спектров целого ряда важных характеристик кристалла: его состава, концентрации и подвижности носителей заряда, знаков и абсолютных величин констант деформационного потенциала, коэффициентов температурного сужения ширины запрещенной зоны, а также некоторых кинетических коэффициентов.

В данном обзоре приведены результаты исследования температурной и концентрационной зависимости абсолютной интенсивности и ширины линий рассеяния в p -GaAs и в n -InP. В n -InP ширина линии рассеяния оказывается линейной функцией температуры, а в p -GaAs — обратной функцией подвижности. В n -InP, как и в других электронных полупроводниках, абсолютная интенсивность рассеяния резко падает при уменьшении температуры по линейному или кубическому закону в зависимости от механизма рассеяния и в исследованном диапазоне лишь незначительно зависит от концентрации электронов. В p -GaAs абсолютная интенсивность рассеяния слабо зависит от температуры, являясь линейной функцией концентрации дырок. Рассеяние света в p -материалах оказывается более интенсивным, чем в n -материалах. Сопоставление температурных зависимостей спектров n - и p -материалов свидетельствует о разогреве носителей в последних из-за межзонного поглощения падающего света. Благодаря разогревным эффектам оказалось возможным наблюдение акустического плазмона в p -GaAs.

2. Сечение рассеяния. Теория

Вырождение дырочных состояний в валентной зоне полупроводников $A^{III}B^V$ требует последовательного квантового описания процесса рассеяния света. Чтобы найти матричный гамильтониан взаимодействия \hat{H}_{int} свободных носителей с полем электромагнитной волны, нуж-

но в гамильтониане свободных носителей, например в гамильтониане Латтинжера \hat{H}_0 заменить кинематический импульс \hat{p} на обобщенный $\hat{p} + (e/c)\mathbf{A}$, где \mathbf{A} — векторный потенциал электромагнитной волны, и отделить слагаемые, содержащие \mathbf{A} . Матричный элемент процесса рассеяния определяется по теории возмущений 1-го порядка — для квадратичных по \mathbf{A} слагаемых $\frac{e}{2mc} = A_i \mu_{ik} A_k$, и 2-го порядка — для линейных по \mathbf{A} слагаемых $\hat{p}\mathbf{A}$ [7]. Здесь $\mu_{ik} = m \frac{\partial^2 H_0}{\partial \hat{p}_i \partial \hat{p}_k}$ — оператор обратной эффективной массы дырок. Квантово-механический отклик системы носителей тока на внешнее поле, содержащий вклады обоих порядков теории возмущений, описывается величиной флуктуации диэлектрической проницаемости вида [8]

$$\delta\chi_{ik}(\mathbf{q}) = \left(\frac{e}{\omega_I}\right)^2 \sum_{\mathbf{p}, \xi, \zeta} \hat{a}_{\xi, \mathbf{p}}^+ + \frac{\hbar \mathbf{q}}{2} \hat{a}_{\zeta, \mathbf{p}} - \frac{\hbar \mathbf{q}}{2} \gamma_{ik}^{\xi\zeta}(\mathbf{p}), \quad (3)$$

где \hat{a}^+ , \hat{a} — операторы рождения и уничтожения, матрица $\gamma_{ik}^{\xi\zeta}$ равна

$$\gamma_{ik}^{\xi\zeta} = \mu_{ik}^{\xi\zeta} + \sum_m \left[\frac{(v_i)_{\xi \mathbf{p}, m \mathbf{p}} (v_k)_{m \mathbf{p}, \zeta \mathbf{p}}}{\varepsilon_{\xi \mathbf{p}} - \varepsilon_{m \mathbf{p}} + \hbar \omega_I} + \frac{(v_k)_{\xi \mathbf{p}, m \mathbf{p}} (v_i)_{m \mathbf{p}, \zeta \mathbf{p}}}{\varepsilon_{\xi \mathbf{p}} - \varepsilon_{m \mathbf{p}} - \hbar \omega_I} \right]. \quad (4)$$

Здесь $\hat{v} = \hat{p}/m_0$ — оператор скорости, $\varepsilon_{\xi \mathbf{p}}$ — энергия частицы в зоне ξ с квазиимпульсом \mathbf{p} , ω_I — частота падающего света. Для прозрачных полупроводников сечение рассеяния света выражается через коррелятор флуктуаций диэлектрической восприимчивости (3), (4) согласно

$$\frac{d^2 \Sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{V \omega_I \omega_S^3}{2\pi c^4} (e_k^I e_j^S)^* e_i^I e_n^S (\delta\chi_{ij} \delta\chi_{kn})_{\mathbf{q}, \omega}. \quad (5)$$

Здесь Ω — телесный угол, V — объем кристалла, e_I — вектор поляризации падающего света с компонентами e_k^I , e_S , $\omega_S = \omega_I - \omega$ — вектор поляризации (с компонентами e_j^S) и частота рассеянного света соответственно, а спектральная корреляционная функция равна

$$(\delta\chi_{ij} \delta\chi_{kn})_{\mathbf{q}\omega} = \int dt e^{i\omega t} \int d^3 r e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \langle \delta\chi_{ij}(\mathbf{r}, t) \delta\chi_{kn}(\mathbf{r}', 0) \rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки $\langle \rangle$ означают статистическое усреднение, а $\delta\chi_{ik}(\mathbf{r}, t)$ — функция-оригинал в преобразовании Фурье-выражения (3). Вся информация о механизме рассеяния света сосредоточена в матрице $\gamma_{ik}^{\xi\zeta}$. В случае рассеяния света на флуктуациях спиновой плотности тензор $\hat{\gamma}_{ik}$ дуален оператору спина [9] и имеет вид

$$\hat{\gamma}_{ik} = B_\sigma \delta_{ijk} \hat{\sigma}_k, \quad (7)$$

где δ_{ijk} — единичный антисимметричный тензор, B_σ — соответствующий матричный элемент оператора (4), σ_k — k -я проекция оператора

спина. Поскольку B_σ содержится в антисимметричной части $\hat{\gamma}_{ik}$ выражения (4), в результате вычисления возникает разность слагаемых, содержащих энергетические знаменатели $E_g + \hbar\omega_I$ (E_g — ширина запрещенной зоны). Эта разность обращается в нуль при малых ω_I в соответствии с общими свойствами антисимметричного рассеяния [10]. Коэффициент B_σ пропорционален энергии спин-орбитального расщепления валентной зоны Δ . Поэтому он сравнительно велик в p -GaAs, p -Ge и мал в p -Si. Для полупроводников n -типа операторы σ_k представляются матрицами Паули [9]. В полупроводниках p -типа в выражение (7) вместо матриц Паули входят матрицы 4×4 полного момента дырок, явный вид которых можно найти, например, в [11].

При рассеянии флуктуациями энергии тензор $\hat{\gamma}_{ik}$ сводится к скаляру, пропорциональному энергии электрона ε :

$$\gamma_{ik}^{\xi\zeta} = \delta_{ik}\delta_{\xi\zeta}B_\varepsilon\varepsilon. \quad (8)$$

Для выделения такого вклада в $\hat{\gamma}_{ik}$ (4) необходимо учесть поправки к электронным волновым функциям начального и конечного состояний $\langle \xi p |$ и $| \zeta p \rangle$, которые описывают непараболичность спектра. Поэтому коэффициент B_ε в выражении (8) содержит лишнюю степень E_g в знаменателе по сравнению с B_σ . Возникающая отсюда малость отношения соответствующих сечений компенсируется тем, что B_σ пропорционален малой энергии Δ и частоте ω_I . Эту частоту вне резонансных условий следует считать малой. В итоге сечения рассеяния флуктуациями энергии и спина оказываются, как правило, одного порядка величины.

Флуктуации энергии выморожены при низких температурах. В этом случае необходимо учитывать более слабый механизм рассеяния флуктуациями импульса. Соответствующая неприводимая компонента тензора $\hat{\gamma}_{ik}$ совпадает с бесшпуровым симметричным тензором, составленным из проекций импульса

$$\gamma_{ik}^{\xi\zeta} = B_p (p_i p_k - p^2 \delta_{ik}/3) \delta_{\xi\zeta}, \quad (9)$$

где B_p — соответствующий коэффициент. Рассмотренные флуктуации энергии (8), импульса (9) и спиновой плотности (7) дают после подстановки в (3) и (6) соответственно скалярную, симметричную и антисимметричную части сечения. Они могут быть разделены в эксперименте с помощью правил отбора [12].

В полупроводниках p -типа бесшпуровая симметричная компонента $\hat{\gamma}_{ik}$ возникает уже в нулевом порядке при расчете $\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{p}}$ -методом теории возмущений без учета поправок к волновым функциям, содержащим непараболичность спектра. Бесшпуровый симметричный тензор, составленный из компонент оператора полного момента дырки $J = 3/2$, равен

$$\gamma_{ik}^{\xi\zeta} = \gamma \left[\sum_{\eta} \left(J_i^{\xi\eta} J_k^{\eta\zeta} + J_k^{\xi\eta} J_i^{\eta\zeta} \right) - \frac{2}{3} J(J+1) \delta_{ik} \delta_{\xi\zeta} \right], \quad (10)$$

где γ — параметр изотропного гамильтониана Латтинжера. Внутрizonное рассеяние описывается диагональными матричными элементами

ми (с $\xi = \zeta$) оператора (10). Их зависимость от направления \mathbf{p} по форме совпадает с (9). С другой стороны, поскольку параметр γ не связан с непараболичностью, рассеяние в p -материалах значительно превосходит по интенсивности любой вид рассеяния в материалах n -типа, описываемого формулами (7)–(9). Двухкомпонентная система легких и тяжелых дырок допускает также возможность скалярного рассеяния, происходящего на противофазных флуктуациях этих частиц. В случае фотовозбужденной электронно-дырочной плазмы такое рассеяние приводит к возникновению пика акустического плазмона ([7], разделы 2.8.8 и 2.4.4). Для случая системы легких и тяжелых дырок соответствующая скалярная компонента матрицы $\gamma_{ik}^{\xi\zeta}$ имеет вид

$$\gamma_{ik}^{\xi\zeta} = \gamma_1 \delta_{\xi\zeta} \delta_{ik}, \quad (11)$$

где γ_1 — первый параметр гамильтониана Латтинжера, как правило, наибольший из всех. Ввиду большого значения параметра γ_1 , p -материалы могут быть удобными для наблюдения акустических плазмонов.

3. Экспериментальные результаты для интегрального сечения

Спектры квазиупругого рассеяния света возбуждались излучением неодимового YAG:Nd³⁺-лазера с длиной волны $\lambda_l = 1064.1$ нм и регистрировались двойным монохроматором с использованием охлаждаемого фотоумножителя в режиме счета фотонов. Диаметр лазерного пучка составлял 50 мкм при продольной длине образца 2 мм. Мощность лазерного излучения, падающего на образец, составляла 100 мВт. Для получения электронных спектров рассеяния использовался образец n -InP с концентрацией электронов $n = 1.1 \times 10^{18}$ см⁻³. Спектры рассеяния свободными дырками снимались на образцах p -GaAs с концентрацией дырок от $7.2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ до $4 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Образцы представляли собой прямоугольные параллелепипеды с размерами $0.5 \times 2 \times 2$ мм³. Падающий свет направлялся вдоль кристаллографического направления [112], а рассеянный свет фиксировался под углом 90° вдоль направления [111]. При исследовании кубической анизотропии дырочного закона дисперсии в двух образцах p -GaAs использовались для тех же целей, соответственно направления [011] и [100]. Кристаллографические направления в образцах определялись с помощью рентгенографии. Концентрация и подвижность носителей тока измерялась по методу Ван-дер-По.

Подборка типичных спектров рассеяния образца n -InP, которые были сняты при скрещенной (Γ_{25}') поляризационной конфигурации и различных температурах, приведена на рис. 1. В работе [8] было показано, что экспериментальные спектры для всех трех наблюдаемых в n -материалах механизмов рассеяния при указанной высокой концентрации примесей описываются контурами вида

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\hbar\omega}{1 - e^{-\hbar\omega/T}} \cdot \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2}, \quad (12)$$

где Γ — экспериментальный параметр контура, характеризующий затухание. Для определения температурной зависимости абсолютной

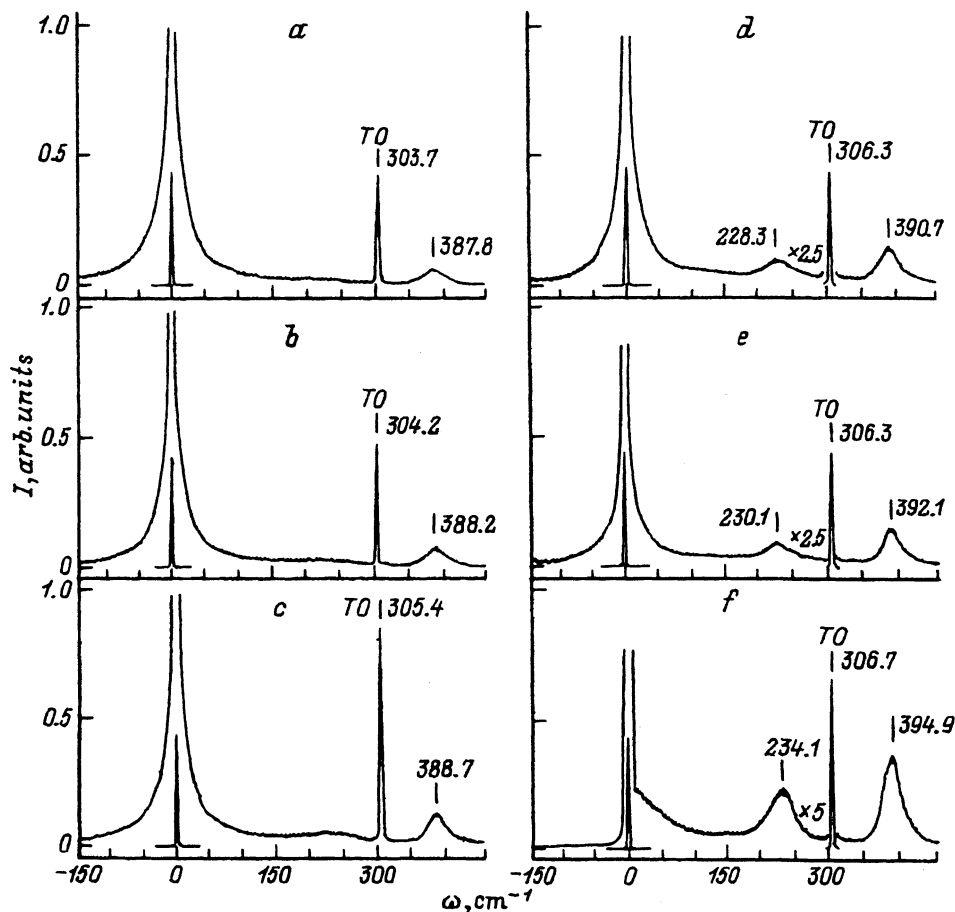


Рис. 1. Экспериментальные спектры комбинационного рассеяния в n -InP при концентрации электронов $n = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для скрещенной геометрии рассеяния и температурах T , К: a — 300, b — 233, c — 180, d — 130, e — 77, f — 6.

интенсивности рассеяния I спектры нормировались на интегральную интенсивность TO -фононного пика с учетом масштабных коэффициентов усиления. На рис. 1 масштабные коэффициенты имеются в правой колонке спектров рядом с TO -фононным пиком. Теоретически величина I определяется как среднеквадратичная флуктуация той из величин (7), (8) или (9), на которой происходит рассеяние [8,12]. Например, для рассеяния флуктуациями энергии имеем

$$I_{\epsilon} = \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 B_{\epsilon}^2(\omega_I) (e_I e_S)^2 \langle \delta \epsilon^2 \rangle. \quad (13)$$

Поскольку [13]

$$\langle \delta \epsilon^2 \rangle = C_v^2 \langle \delta T^2 \rangle = k C_v T^2, \quad (14)$$

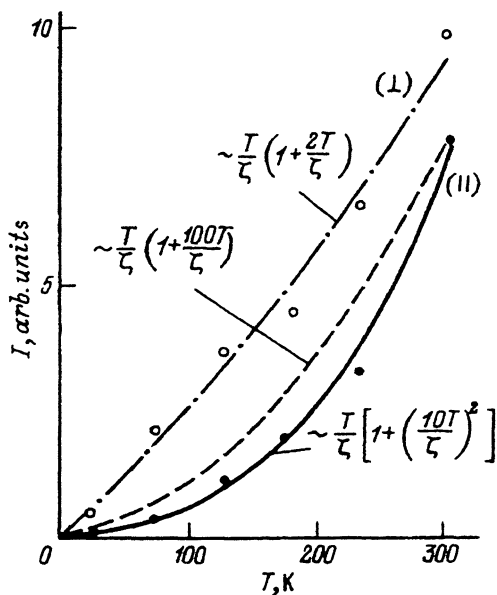


Рис. 2. Температурные зависимости интегральной интенсивности рассеяния света I_σ и $I_{\epsilon,p}$.

Сплошная и штриховая кривые — вклад флуктуаций энергии и импульса, штрихпунктирная кривая — вклад флуктуаций спиновой плотности. Соответствующие правила отбора указаны в скобках у кривых.

где C_v — электронная теплоемкость при постоянном объеме, k — постоянная Больцмана,

$$I_\epsilon = \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 (e_I e_S)^2 B_\epsilon^2 C_v T^2. \quad (15)$$

Чтобы описать экспериментальную температурную зависимость сечения рассеяния в области низких температур, при которых флуктуации энергии выморожены, требуется учесть рассеяние флуктуациями импульса (9). При усреднении по углам квадрата бесшпурового тензора второго ранга (9) возникает малый численный множитель $1/20$. В результате полное сечение рассеяния при параллельных поляризациях падающего и рассеянного света $e_I \parallel e_S$ имеет вид

$$I_{\epsilon,p} = \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 n B_p^2 \frac{T}{\zeta} \left[1 + \left(\frac{10T}{\zeta} \right)^2 \right], \quad (16)$$

где ζ — химический потенциал электронов. Температурная зависимость интегральной интенсивности рассеяния $I_{\epsilon,p}$, полученная по формуле (16), представлена на рис. 2 сплошной линией. Темными точками показаны экспериментальные результаты, полученные на $n\text{-InP}$ при $n = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $e_I \parallel e_S$. Подгоночное значение химического потенциала ζ оказалось равным 99 мэВ. Очень резкий (кубический) характер спада сечения с температурой обусловлен вымораживанием флуктуаций энергии. Он возникает из-за температурной зависимости электронной теплоемкости $C_v \sim T/\zeta$. Чтобы доказать, что наблюдаемый спад сечения обусловлен именно вымораживанием флуктуаций энергии, мы построили на рис. 2 штриховой линией сечение $I_{\epsilon,p}$ без

учета зависимости C_v от температуры. Исчезновение согласия с экспериментом свидетельствует о доминирующем вкладе в экспериментальные спектры флуктуаций энергии. Рассеяние света флуктуациями спиновой плотности, описываемое антисимметричным тензором (7), обусловлено относительной флуктуацией числа частиц в различных спиновых подзонах. В зоне проводимости ось квантования спина можно взять общей для всех электронов, направив ее в произвольном направлении. В данном случае удобно выбрать ось квантования вдоль $z = \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S$. Тогда входящая в (5) величина $e_i^I \delta \chi_{ij} e_j^S$, связанная со спиновым рассеянием, будет пропорциональна разности заселенностей спиновых подзон [7,8]:

$$e_i^I \delta \chi_{ij} e_j^S \sim \frac{e^2}{m_0 \omega_I^2} B_\sigma |\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S^*| (\delta n_\uparrow - \delta n_\downarrow). \quad (17)$$

Подставляя (17) в (5) и выполняя статистическое усреднение квадратичной флуктуации относительной заселенности спиновых подзон $\Delta n = \delta n_\uparrow - \delta n_\downarrow$ согласно формуле (115.2) из работы [13], получим для I_σ

$$I_\sigma = \left(B_\sigma \frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 VT \left(\frac{\partial n}{\partial \zeta} \right)_T |\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S^*|^2. \quad (18)$$

Входящий в (18) множитель $T(\partial n / \partial \zeta)_T$ означает долю участвующих в рассеянии электронов, которые находятся в слое толщиной T вблизи поверхности Ферми. Полная концентрация электронов n также является функцией температуры. Для слабо легированных материалов она определяется процессами ионизации примесей и ловушек. При низких температурах эту функцию можно разложить в ряд по параметру $T/\zeta \ll 1$:

$$n = n_0 + T \left. \frac{\partial n}{\partial T} \right|_{T=0}. \quad (19)$$

При определении температурной зависимости $n(T)$ главным оказывается температурное сужение ширины запрещенной зоны, поскольку оно является линейным. Температурная производная от концентрации $\partial n / \partial T$ выражается через соответствующую производную от фермиевской функции распределения f_0 :

$$\frac{\partial f_0}{\partial T} = \frac{1}{T} (\varepsilon - \zeta) \left(\frac{\partial f_0}{\partial \zeta} \right)_T + \left(\frac{\partial f_0}{\partial \zeta} \right)_T \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial T}, \quad (20)$$

где $\varepsilon = p^2 / 2m^*$ — кинетическая энергия электрона в зоне проводимости, химический потенциал ζ отсчитывается от дна зоны проводимости. Поскольку абсолютное значение химического потенциала, отсчитанное от уровня вакуума, имеет более слабую, квадратичную температурную зависимость [14], производная $\partial \zeta / \partial T$ совпадает с температурным коэффициентом сужения ширины запрещенной зоны α :

$$\left. \frac{\partial \zeta}{\partial T} \right|_{T=0} = - \left. \frac{\partial E_g}{\partial T} \right|_{T=0} = \alpha. \quad (21)$$

После интегрирования формулы (20) по импульсу и обращения T в нуль первое слагаемое пропадает. В результате получаем

$$\left. \frac{\partial n}{\partial T} \right|_{T=0} = \alpha \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{\zeta}. \quad (22)$$

Подставляя (22) в (19) и выполняя дифференцирование по ζ согласно (18), получаем

$$I_\sigma = \frac{3}{2} V \left[\frac{e^2}{m_0 c^2} B_\sigma(\omega_I) \right]^2 |\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S^*|^2 n \frac{T}{\zeta} \left(1 + \alpha \frac{T}{2\zeta} \right). \quad (23)$$

Формула (23) содержит малую квадратичную поправку к обычной линейной температурной зависимости сечения $I_\sigma(T)$. На рис. 2 светлые кружки и штрихпунктирная кривая дают экспериментальную температурную зависимость $I_\sigma(T)$ и ее теоретическое описание в соответствии с (23). Подгоночное значение параметра α оказалось равным

$$\alpha = - \left. \frac{\partial E_g}{\partial T} \right|_{T=0} = 3.45 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}. \quad (24)$$

Для сравнения укажем значение коэффициента α для близкого к InP по зонной структуре полупроводника — арсенида галлия. По данным из книги Л.Е.Воробьева с соавт. [15] $\alpha = 3.2 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Недавнее исследование температурной зависимости ширины запрещенной зоны $\Gamma_{8v} - \Gamma_{6c}$ в GaAs [16] привело к значению $\alpha = 4.4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К. Какими-либо данными по α для InP мы не располагаем.

Температурная зависимость сечения рассеяния в p -материалах, представленная на рис. 3, оказывается существенно более слабой, чем

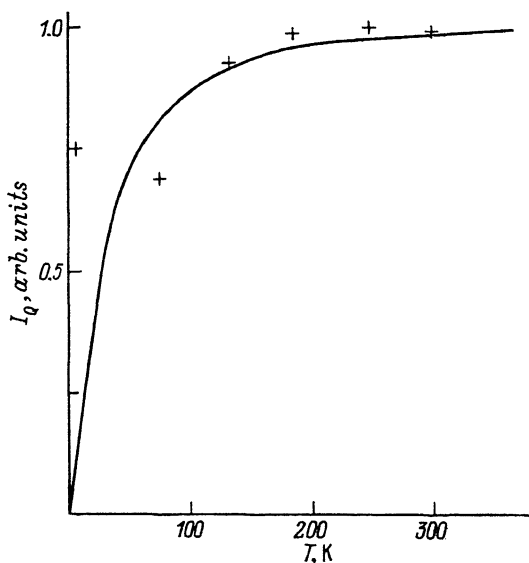


Рис. 3. Температурная зависимость интегральной интенсивности рассеяния света I_Q в p -GaAs. Использована скрещенная поляризационная конфигурация, соответствующая Γ'_{25} -компоненте спектра, $p = 9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Крестами показаны экспериментальные точки.

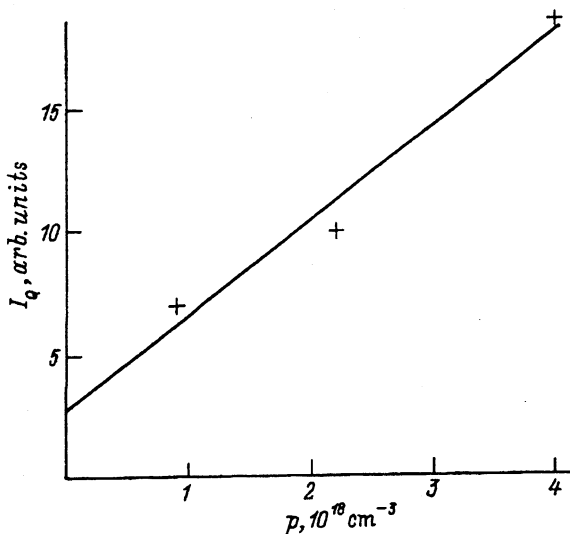


Рис. 4. Зависимость интегрального сечения рассеяния света I_Q от концентрации дырок p в p -GaAs при Γ'_{25} -геометрии в скрещенной поляризации.

Крестами показаны экспериментальные точки.

та, которая обсуждалась выше для n -материалов. Сплошной линией на рис. 3 показана теоретическая кривая, а крестами — соответствующие экспериментальные точки для p -GaAs при $p = 9.0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $e_I \parallel [1\bar{1}0]$ и $e_S \parallel [11\bar{2}]$. При указанной геометрии эксперимента, соответствующей компоненте спектра Γ'_{25} , вклад в сечение рассеяния дают сразу два обсуждавшихся механизма рассеяния, определяемые формулами (7) и (10). Оба механизма приводят к выражениям типа (18) для интегральной интенсивности рассеяния, которые различаются лишь поляризационными множителями. У теоретической кривой на рис. 3, рассчитанной по формуле (18), кроме почти линейного участка, отражающего долю частиц вблизи поверхности Ферми, участвующих в рассеянии, имеется участок насыщения. Этот участок выражает снятие вырождения тяжелых дырок. В обычных условиях вырождение для указанной концентрации дырок должно наступать при $T = 100 \text{ K}$. Однако ход экспериментальных точек, свидетельствующий об очень слабой температурной зависимости сечения, означает, что вырождение дырок практически не наступает. Так, например, при $T = 6 \text{ K}$ (крайняя левая точка на рис. 3) экспериментально зафиксированное сечение оказывается в 30 раз больше своего теоретического «равновесного» значения [17], которое соответствует полному статистическому вырождению дырок. Линейная концентрационная зависимость сечения рассеяния, восстановленная методом наименьших квадратов по экспериментальным точкам, показанным на рис. 4 крестами, также свидетельствует о невырожденной статистике дырок. Отсутствие статистического вырождения связано с разогревом носителей падающим светом. Об этом также свидетельствует обнаружение акустического плазмона в системе легких и тяжелых дырок (см. раздел 6). Отличное от нуля сечение при равной нулю концентрации дырок, по-видимому, обусловлено фоновыми 2-го порядка.

4. Форма линии рассеяния и ее теоретическое описание

Использованная для нахождения абсолютной интенсивности рассеяния формула (12) применима при условии частых столкновений носителей $ql \ll 1$, где l — длина свободного пробега. Поскольку исследовались высокие концентрации примесей, формула (12) дает хорошее согласие с экспериментом. Сравнение теории с экспериментом, представленное на рис. 2, 3, относилось только к интегральным интенсивностям рассеяния света I_σ , $I_{\epsilon,p}$ и I_Q . Поэтому представляется интересным рассмотреть температурные зависимости соответствующих параметров ширины линии Γ_σ , Γ_ϵ и Γ_Q . Эти параметры совпадают с обратными временами релаксации тех флуктуаций, на которых происходит рассеяние, т.е. флуктуаций спина, энергии, второй сферической гармоники импульсного распределения и т.д.

В режиме частых столкновений релаксация флуктуаций относительной заселенности спиновых подзон Δn происходит за счет встречных диффузионных потоков электронов с определенным спином. Поэтому обратное время выравнивания заселенности спиновых подзон в рассматриваемом случае равно

$$\Gamma_\sigma = q^2 D, \quad (25)$$

где D — коэффициент диффузии. Выразив D через подвижность μ , получим для невырожденной статистики пропорциональную зависимость Γ от температуры вида

$$\Gamma_\sigma = Tq^2\mu/e. \quad (26)$$

Зависимость (26), отражена штрихпунктирной прямой на рис. 5. Соответствующие экспериментальные точки показаны открытыми кружками.

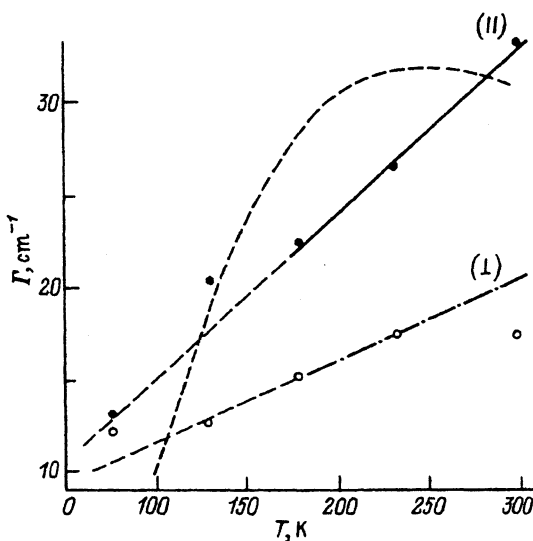


Рис. 5. Температурные зависимости различных вкладов в ширину лоренцевского контура Γ типа (12) для $n\text{-InP}$, $n = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Релаксация флуктуаций энергии происходит либо посредством электронной теплопроводности, либо путем передачи энергии в решетку при испускании фононов. Соответствующее обратное время релаксации равно сумме диффузионного и релаксационного вкладов:

$$\Gamma_\epsilon = q^2 \chi + 1/\tau_\epsilon. \quad (27)$$

Здесь τ_ϵ — время релаксации электронной температуры, $\chi = \kappa/C_v$, κ — электронная теплопроводность (см., например, [8]). Время релаксации τ_ϵ было вычислено в работе [18]:

$$\frac{1}{\tau_\epsilon} = \frac{2}{3} \frac{1}{\bar{\tau}} \left(\frac{\hbar\omega_0}{T} \right)^2 e^{-\hbar\omega_0/T}. \quad (28)$$

Здесь $\hbar\omega_0$ — частота низкочастотной плазмон-фононной моды, $\bar{\tau}$ — характерное время взаимодействия электронов с оптическими фононами. Экспериментальные точки для ширины линии Γ при разных температурах показаны темными кружками. Пунктирная теоретическая кривая, построенная по формуле (28) с ω_0 , соответствующей 231 см^{-1} , $\bar{\tau} = 0.06 \text{ пс}$, дает вклад в Γ от оптических фононов. Насколько нам известно, данных по $\bar{\tau}$ для InP в литературе нет. У близкого по зонной структуре к InP полупроводника GaAs значение $\bar{\tau} = 0.12 \text{ пс}$ [18] оказывается приблизительно в 2 раза больше, чем полученное нами значение для InP.

Закон Видемана-Франца

$$\kappa = e n \mu L T \quad (29)$$

дает линейную температурную зависимость диффузионного вклада в ширину Γ_ϵ :

$$\Gamma_\epsilon = \frac{2}{3} q^2 \mu \frac{T}{e} \left(r + \frac{5}{2} \right). \quad (30)$$

Здесь использованы конкретные значения числа Лоренца $L = (r + \frac{5}{2})/e^2$ и теплоемкости $C_v = (3/2)n$, где r — показатель степени в зависимости времени релаксации от энергии $\tau = a\epsilon^r$. Низкотемпературные участки прямых (26) и (30) выделены на рис. 5 пунктиром, поскольку они находятся вне пределов применимости классической статистики, при которой были получены.

Углы наклона прямых на рис. 5 позволяют оценить 2 независимых кинетических параметра μ и r . Отношение углов

$$\frac{\Gamma_\epsilon}{\Gamma_\sigma} = \frac{\chi}{D} = \frac{2r + 5}{3} \quad (31)$$

дает значение показателя степени $r = 0.435$. Это подгоночное значение r соответствует средней величине показателя, составленной из данных по r для различных электронных столкновений. Рассчитанное по

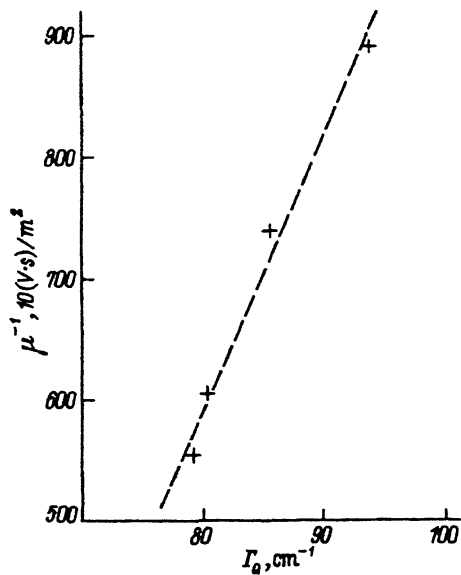


Рис. 6. Зависимость полуширины спектра рассеяния Γ_Q от обратной подвижности μ^{-1} при скрещенной геометрии эксперимента в *p*-GaAs.

наклону прямых значение подвижности $\mu = 1060 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ несколько меньше того, которое получается из гальваномагнитных измерений: $\mu = 1720 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ по данным [19] и $\mu = 2000 \text{ cm}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ по данным [20].

В материалах *p*-типа из-за сильного спин-орбитального взаимодействия ось квантования спина оказывается направленной параллельно импульсу дырки. В результате возникает зависимость внутризонных матричных элементов операторов (7) и (10) от направления импульса. Конкретные формы этой зависимости рассмотрены в обзоре [8]. Нескалярные неприводимые возмущения дырочной системы, вызываемые матричными элементами оператора $\hat{\gamma}_{ik}$, которые зависят от импульса, приводят к универсальному адиабатическому процессу релаксации, рассмотренному впервые Мандельштамом и Леонтовичем [21]. Соответствующая полуширина Лоренциана, входящая в выражение (12)

$$\Gamma_Q = 1/\tau, \quad (32)$$

определяется временем релаксации второй сферической гармоники импульсного распределения дырок $\tau = \tau_1(2)$ или временем спиновой релаксации τ_σ в зависимости от геометрии эксперимента. В полупроводниках *p*-Ge и *p*-GaAs с почти изотропным спектром эти вклады в сечение оказывается на практике трудно разделить. И то, и другое время пропорционально подвижности дырок μ . Поэтому мы исследовали зависимость полуширины Лоренциана (12) Γ_Q , соответствующей контуру (32), от обратной подвижности μ^{-1} . На рис. 6 приведена экспериментальная зависимость приведенной полуширины $\bar{\Gamma}_Q = \Gamma_Q/2\pi c$ от обратной подвижности μ^{-1} , соответствующая скрещенной геометрии эксперимента. Данные укладываются на прямую типа $\bar{\Gamma}_Q = a\mu^{-1} + b$ (a, b — коэффициенты). Для скрещенной геометрии экспериментальное значение $a = a_\perp = 1.30 \cdot 10^6 (\text{см}/\text{г})^{1/2}$ в несколько

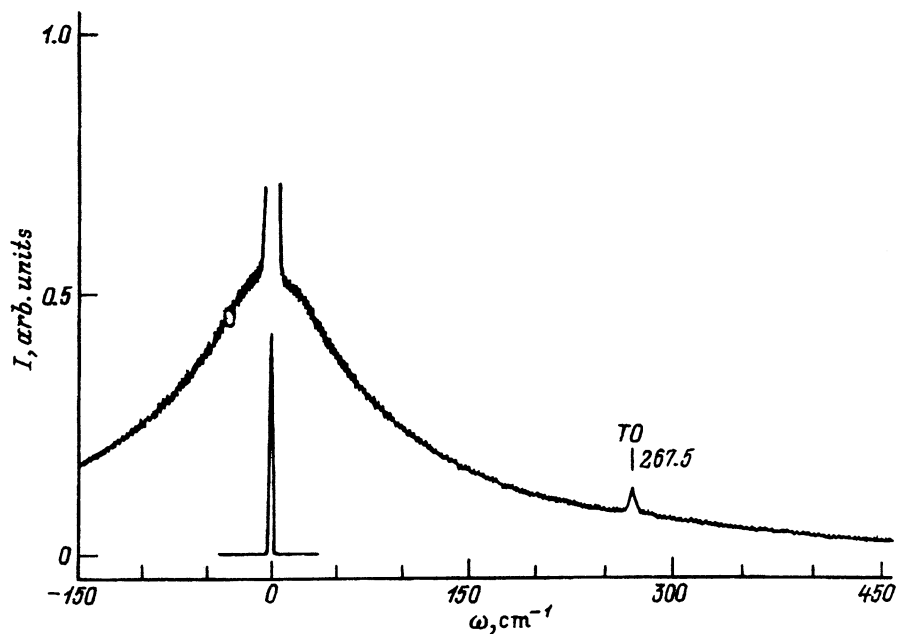


Рис. 7. Спектр образца p -GaAs с концентрацией дырок $p = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, полученный при $T = 300 \text{ K}$, $e_I \parallel [011]$ и $e_S \parallel [011]$ при Γ_{12} -геометрии.

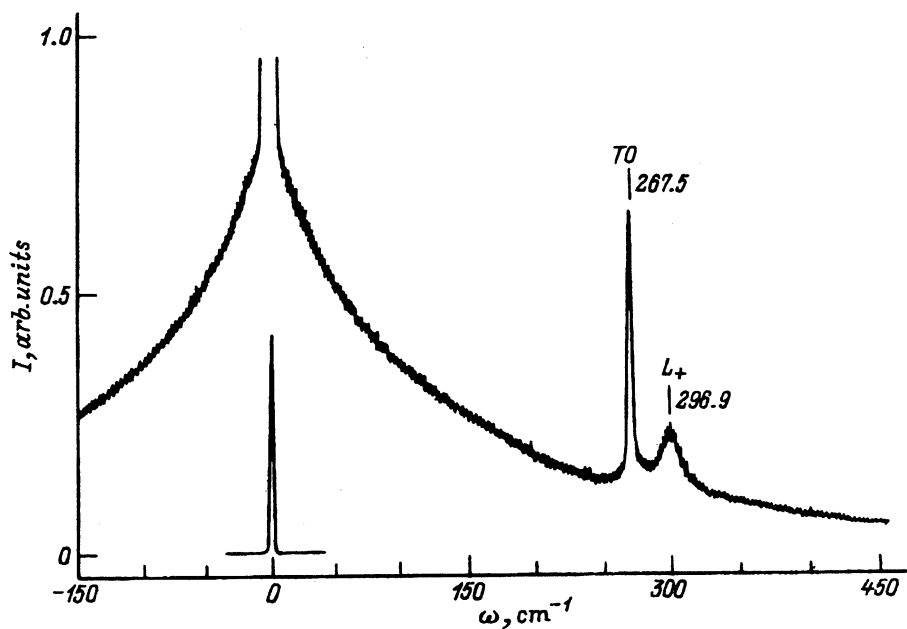


Рис. 8. Спектр того же образца, что и на рис. 7, но при скалярной геометрии эксперимента $e_I \parallel e_S \parallel [011]$.

раз меньше расчетного (при эффективной массе дырок $m^*/m_0 = 0.54$) $a = 5.18 \cdot 10^6$ (см/Г) $^{1/2}$. Таким образом, сравнение теоретического и экспериментального значений a_{\perp} свидетельствует о том, что время релаксации, входящее в Γ_Q , в несколько раз больше импульсного времени, определяющего подвижность. Аналогичные результаты были получены при комнатной температуре и для скалярной геометрии эксперимента с $a_{\parallel} = 1.34 \cdot 10^6$ (см/Г) $^{1/2}$. На рис. 7 и 8 даны примеры экспериментальных спектров образца p -GaAs с $p = 1.9 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, полученные в Γ_{12} -конфигурации, т.е. при $e_I \parallel [011]$, $e_S \parallel [01\bar{1}]$ (рис. 7) и при параллельной конфигурации $e_i \parallel e_S \parallel [011]$ (рис. 8). Последний спектр отличается только присутствием слабого бесструктурного фона, имеющего Γ'_{25} -симметрию и связанного с межзонными переходами дырок. Одночастичные возбуждения рассмотренного типа ранее наблюдались в спектрах квазиупругого рассеяния в p -Si (см. рис. 2.85 из работы [7]). Однако спектр Γ_{12} -симметрии в p -Si зарегистрировать не удалось, он оказался запрещенным. Это связано с отмечавшейся выше малостью коэффициента B_{σ} из (7) для p -Si. Представленный на рис. 7 спектр для p -GaAs обусловлен главным образом флуктуациями спиновой плотности в p -GaAs. Он резко убывает по интенсивности с уменьшением концентрации дырок.

5. О гауссовском вкладе в спектры квазиупругого рассеяния в материалах n - и p -типов

Спектр одночастичного рассеяния для произвольного значения параметра столкновений $ql \geq 1$ был рассчитан в [8] в аналитической форме. Доминирующими считались столкновения с примесями и оптическими фононами, но пренебрегалось релаксацией энергии. Итоговое выражение для сечения рассеяния можно представить в виде

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{VB_{\sigma}^2(\omega_I)}{2\pi} \left(\frac{e^2}{m_0c^2} \right)^2 \frac{\hbar\omega}{1 - e^{-\hbar\omega/T}} |e_I \times e_S^*|^2 \times$$

$$\times \left[\left(\frac{\partial n}{\partial \zeta} \right)_T \operatorname{Im} \frac{1}{\left(\omega + \frac{i}{\tau} \right) \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{\mathbf{q}\mathbf{v} - \omega}{\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} + i/\tau} \left(\frac{\partial f_0}{\partial n} \right)_T} - \right.$$

$$\left. - \operatorname{Im} \frac{\int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{\mathbf{q}\mathbf{v}}{\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} + i/\tau} \left(\frac{\partial f_0}{\partial \zeta} \right)_T}{\left(\omega + \frac{i}{\tau} \right) \int \frac{2d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{\mathbf{q}\mathbf{v} - \omega}{\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} + i/\tau} \left(\frac{\partial f_0}{\partial n} \right)_T} \right]. \quad (34)$$

При условии $|\mathbf{q}\mathbf{v}/(-i\omega + 1/\tau)| \ll 1$ первое слагаемое в квадратной скобке в выражении (34) имеет диффузионный полюс, который приводит к выражению (12) с величиной Γ_{σ} (25). Второе слагаемое при условии $\omega\tau \gg 1$ имеет знаменатель, близкий к единице, а числитель в нем

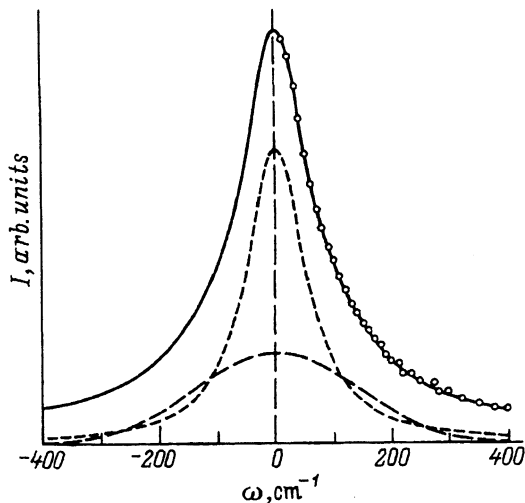


Рис. 9. Результаты разложения квазиупругого крыла спектра *p*-GaAs, показанного на рис. 7, на суперпозицию двух контуров — гауссовского (штриховая линия) и лоренцевского (пунктирная линия). Сплошная линия — эксперимент, точки — расчет по формуле (37).

преобразуется к виду

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega} = V \left(\frac{e^2 B_\sigma}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{1}{\text{Re } Z} \cdot \frac{\hbar\omega/qv_F}{1 - e^{-\hbar\omega/T}} \left(\frac{\partial n}{\partial \zeta} \right)_T \left\{ \exp \left[\frac{\zeta}{T} \left(\left(\frac{\omega}{qv_F} \right)^2 - 1 \right) \right] + 1 \right\}^{-1}, \quad (35)$$

где $v_F = \sqrt{2\zeta/m^*}$ — скорость электронов с энергией Ферми, $\text{Re } Z$ — действительная часть выражения

$$Z = \left(1 + \frac{i}{\omega\tau} \right) \int \frac{d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{\mathbf{q}\mathbf{v} - \omega}{\omega - \mathbf{q}\mathbf{v} + i/\tau} \left(\frac{\partial f_0}{\partial n} \right)_T. \quad (36)$$

Поскольку контур (35) имеет гауссовскую асимптотику, при пользовании стандартными программами обработки спектров наилучший ре-

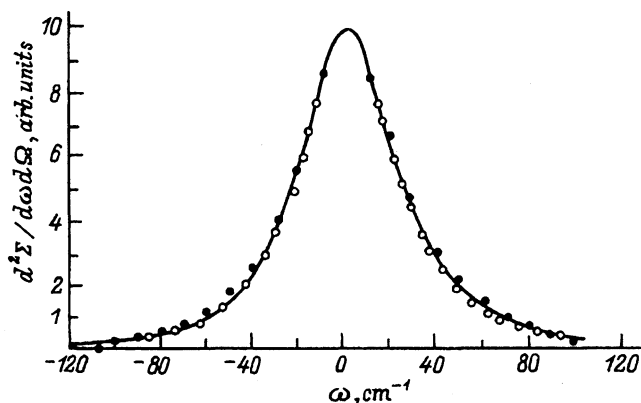


Рис. 10. Спектры квазиупругого электронного рассеяния света флуктуациями спиновой плотности в *n*-GaAs для двух концентраций электронов — $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (точки) и расчет (сплошная линия) по общей формуле, эквивалентной (34). Данные работы [22].

зультат должна дать программа, содержащая суперпозицию гауссовского и лоренцевского контуров вида

$$\frac{d^2\Sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{V}{2\pi} \left(\frac{e^2 B_\sigma}{m_0 c^2} \right)^2 T \left(\frac{\partial n}{\partial \zeta} \right)_T (\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S)^2 \left\{ \frac{q^2 D}{\omega^2 + (q^2 D)^2} + \frac{1}{qv_F} \exp \left[-(\omega/qv_T)^2 \right] \right\}, \quad (37)$$

где $v_T^2 = 2T/m^*$ — среднеквадратичная тепловая скорость. На рис. 9 представлены результаты обработки спектра p -GaAs, $p = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mathbf{e}_I \parallel [011]$, $\mathbf{e}_S \parallel [011]$ по формуле (37). Для сравнения на рис. 10 показаны более ранние результаты [22] для n -GaAs: точками — экспериментальные результаты, сплошной линией — их аппроксимация по общей формуле, эквивалентной (34). Как видно из выражения (37), отношение интенсивностей гауссовского и лоренцевского контуров на рис. 9 и 10 имеет порядок v_T/v_F .

6. Наблюдение акустического плазмона в полупроводнике p -GaAs

Наиболее интересными и богатыми по своей структуре оказались спектры p -GaAs, измеренные при температуре $T = 6 \text{ К}$. На рис. 11 приведены спектры, измеренные при скалярной геометрии эксперимента, а на рис. 12 — спектры, соответствующие скрещенной поляризационной конфигурации. Дырочная зонная структура GaAs близка по своим параметрам к зонной структуре p -Ge. Параметры гамильтониана Латтинжера $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ для p -Ge приблизительно в 2 раза больше, а эффективные массы легких и тяжелых дырок в 2 раза меньше по сравнению с p -GaAs. Энергии спин-орбитальных расщеплений валентной зоны Δ для них практически совпадают. На рис. 13 приведены полученные Кардовой и Вагнером [23] спектры рассеяния в p -Ge, содержащие в основном вклад межзонных одночастичных переходов дырок. Видно, что спектры p -Ge и p -GaAs радикально различаются, несмотря на отмеченное выше сходство в зонной структуре этих материалов и одинаковые дырочные концентрации. Спектр одночастичных межзонных переходов в p -GaAs обозначенный как $lh-hh$ на рис. 11 и 12, не является здесь доминирующей структурой. Более интенсивным оказывается спектр внутрizonного рассеяния, формирующий квазиупругое крыло спектра. Спектры p -GaAs отличаются от низкотемпературных спектров других материалов полным отсутствием линейного участка, примыкающего к лазерной линии, который отчетливо виден на низкотемпературных спектрах p -Ge (рис. 13). Вместо него в низкочастотной части наших спектров имеется обычное квазиупругое крыло и пик L_{ac} , который мы идентифицируем по концентрационной зависимости как сигнал акустического плазмона. Зависимость положения пика, зафиксированного при параллельной поляризации падающего и рассеянного света, хорошо описывается формулой плазменной частоты акустического плазмона:

$$\omega_{ac} \sim qT_{sl}\omega_{ph} \sim p^{1/3}, \quad (38)$$

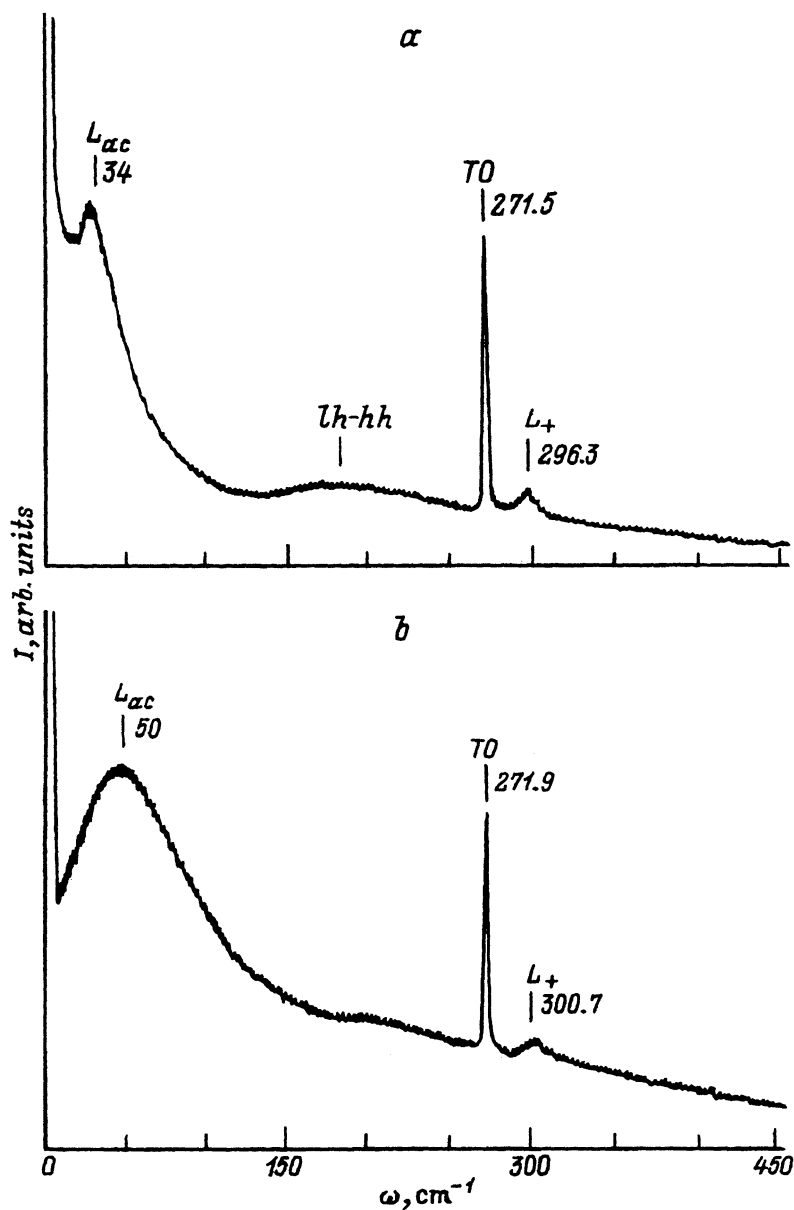


Рис. 11. Низкотемпературные спектры скалярного рассеяния света свободными дырками в p -GaAs, содержащие вклады акустического плазмона L_{ac} , $T = 6 \text{ K}$, $e_I \parallel e_S$. Концентрация дырок p , см^{-3} : $a - 9 \cdot 10^{17}$, $b - 1.9 \cdot 10^{18}$.

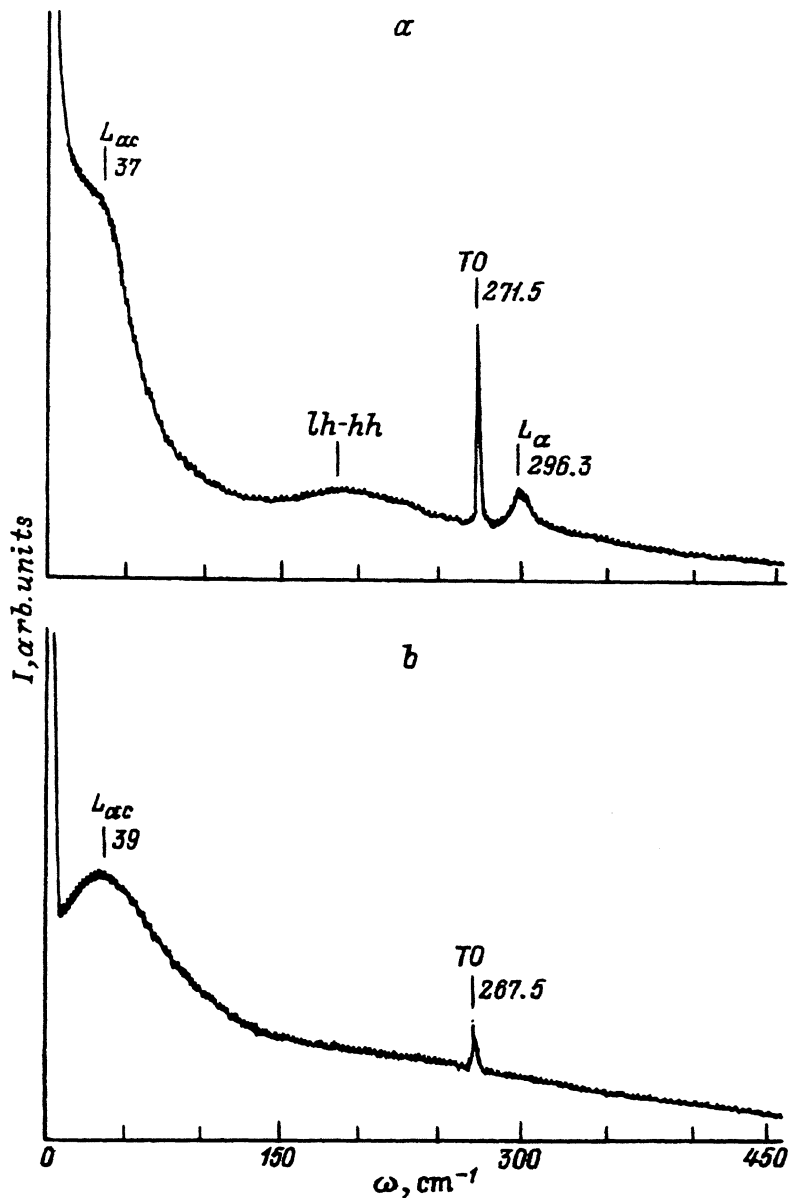


Рис. 12. Низкотемпературные спектры рассеяния света свободными дырками в p -GaAs при скрещенной поляризационной конфигурации $e_I \perp e_S$, $T = 6 \text{ K}$, содержащие вклады запрещенного рассеяния акустическими плазмонами L_{ac} для тех же образцов, что и на рис. 11.

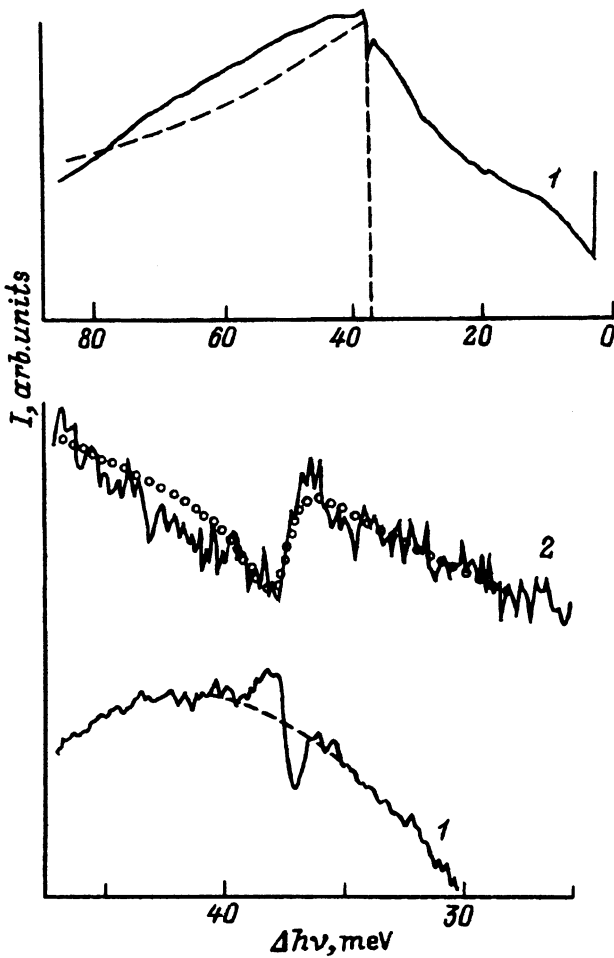


Рис. 13. Спектр рассеяния света для p -Ge, легированного Ga, измеренный в геометрии рассеяния назад, при $q \parallel [111]$, $e_I \parallel e_S \parallel [1\bar{1}0]$, $T = 5$ K, концентрация дырок p , см^{-3} : 1 — $8.5 \cdot 10^{18}$, 2 — $2 \cdot 10^{19}$.

Пунктирные линии выражают расчетный вклад межзонного рассеяния. На нижней части рисунка представлена область спектра, содержащая вклад оптического фона. Данные работы [23].

где r_{sl} — радиус экранирования в системе легких дырок, ω_{ph} — плазменная частота тяжелых дырок. Для применимости формулы (38) требуется приблизительно равное число легких и тяжелых частиц [7]. Это условие отнюдь не выполнено в статистически равновесной системе дырок. При $T = 6$ K, когда оба сорта дырок должны иметь статистическое вырождение, отношение дырочных концентраций

$$\frac{p_h}{p_l} \sim \frac{g_h}{g_l} \sim \left(\frac{m_h^*}{m_l^*} \right)^{3/2}$$

должно определяться их плотностями состояний на уровне Ферми g_h , g_l и сводиться к степени отношения эффективных масс тяжелых (m_h^*)

и легких (m_l^*) дырок. Таким образом, удавшееся нам наблюдение акустического плазмона было бы совершенно невозможно в равновесной дырочной системе. В результате разогрева оказываются заселенными высоко возбужденные состояния зоны легких дырок, лежащие на пологом участке дисперсионной кривой этой зоны $E(p)$. Этот участок зависимости $E(p)$ зоны легких дырок параллелен спектру $E(p)$ зоны тяжелых дырок. Таким образом, в результате разогрева в процесс рассеяния оказываются вовлеченными две зоны с почти равными плотностями состояний.

Для возбуждения рассеяния мы использовали сравнительно большую плотность потока падающего на образец света порядка 5.1 кВт/см^2 . При такой сравнительно большой интенсивности число вызванных падающим светом переходов в 1 с равно

$$z [\text{с}^{-1}] = 1.47 \cdot 10^{39} \sigma [\text{см}^2],$$

где σ — сечение поглощения дыркой падающего света. Это число оказывается больше частоты переходов легкая-тяжелая дырка, оцениваемой по подвижности как $\nu_{lh} = 8 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, уже при очень малых сечениях поглощения $\sigma \gtrsim 10^{-26} \text{ см}^2$.

Коротковолновый край инфракрасного поглощения в p -GaAs формируется переходами типа 1-3 из зоны тяжелых дырок в спин-орбитально отщепленную зону (см. [15], рис. 3.13). Обратные переходы из спин-орбитально отщепленной зоны в зону тяжелых дырок возможны только при деформационном механизме электрон-фононного взаимодействия. В полярных полупроводниках частота переходов, связанных с деформационным взаимодействием, оказывается меньше в $(pa_0)^{-2} \gg 1$ раз, где a_0 — постоянная решетки, по сравнению с частотами переходов под действием поляризационного механизма (см. [18], §3.6). Однако этот последний механизм оказывается запрещенным для переходов 3-1 из спин-орбитально отщепленной зоны в зону тяжелых дырок ввиду ортогональности волновых функций этих зон. Переходы между спин-орбитально отщепленной зоной и зоной легких дырок могут осуществляться путем поляризационного рассеяния. Характерная частота поляризационного взаимодействия электронов с LO -фононами была экспериментально определена по спектрам горячей люминесценции и рассчитана в работе [24]. Она оказалась равной $\nu_{sl} = 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, имеет место неравенство

$$\nu_{sl} > z > \nu_{lh}, \quad (39)$$

означающее, что носители тока накапливаются в подзоне легких дырок ввиду отсутствия прямых переходов в тяжелую подзону, т.е. $\nu_{sh} = 0$.

Учитывая эффекты динамического экранирования длинноволновым электрическим полем скалярного потенциала (11), получим для сечения рассеяния на акустических плазмонах системы легких и тяжелых дырок следующее выражение:

$$\frac{d^2 \Sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{V}{\pi} \left(\frac{\gamma_1 e^2}{m_0 c^2} \right)^2 (e_{lcs})^2 (q r_{sh})^2 \left(\frac{\partial p}{\partial \zeta} \right)_T \frac{\hbar \omega}{1 - e^{-\hbar \omega / T}} \cdot \frac{qS}{(\omega - \omega_{ac})^2 + (qS)^2}. \quad (40)$$

Здесь r_{sh} — радиус экранирования в системе тяжелых дырок, ω_{ac} — частота акустического плазмона, определяемая (38), S — параметр затухания Ландау для акустического плазмона. Поскольку контур акустического плазмона при $p = 9 \cdot 10^{17}$ весьма узок, мы обрабатывали соответствующие спектры на рис. 11, 12, предполагая, что имеет место бесстолкновительный режим внутризонного рассеяния, т.е. $ql \gg 1$. Контур квазиупругого одночастичного рассеяния в этом случае представляется в виде [8]

$$\frac{d^2 \Sigma}{d\omega d\Omega} = V \left(\frac{\gamma e^2}{m_0 c^2} \right)^2 - \frac{\omega / qv_{Fh}}{1 - e^{-\hbar\omega/T}} \cdot \frac{3p}{4\zeta} \left\{ \frac{9}{8} \left[1 - \left(\frac{\omega}{qv_{Fh}} \right)^2 \right]^2 + \right. \\ \left. + (e_I e_S)^2 \left[\left(2 + \frac{\omega}{qv_{Fh}} \ln \frac{1 - \omega/qv_{Fh}}{1 + \omega/qv_{Fh}} \right)^2 + \left(\frac{\pi\omega}{qv_{Fh}} \right)^2 \right]^{-1} \right\} \Theta \left(1 - \frac{\omega}{qv_{Fh}} \right). \quad (41)$$

Здесь v_{Fh} — фермиевская скорость тяжелых дырок. Для ускорения вычислений мы заменили сложное выражение (41) на более простую гауссовскую форму

$$\frac{d^2 \Sigma}{d\omega d\Omega} = A \frac{\omega / qv_F}{1 - e^{-\hbar\omega/T}} e^{-(\omega/\Gamma)^2}, \quad (42)$$

параметры которой A и Γ приобретают теперь некоторую зависимость от поляризационной конфигурации. Полученные в результате описанной процедуры суперпозиции контуров (40) и (42) значения частот акустических плазмонов ω_{ac} отражены на рис. 11 и 12 цифрами на графиках. Результаты для частот ω_{ac} при параллельной поляризации $e_I \parallel e_S$ отражены экспериментальными точками на рис. 14. Параметры, описывающие затухание плазмонов, оказались следующими:

$$\Gamma = 63 \text{ см}^{-1}, \quad qS = 6 \text{ см}^{-1} \quad \text{для } e_I \parallel e_S,$$

$$\Gamma = 62 \text{ см}^{-1}, \quad qS = 5 \text{ см}^{-1} \quad \text{для } e_I \perp e_S.$$

При концентрациях $1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ пики акустических плазмонов оказались более широкими. При $p = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $e_I \parallel e_S$ имеем

$$\Gamma = 426 \text{ см}^{-1}, \quad qS = 42.2 \text{ см}^{-1}, \quad \omega_{ac} \approx 37 \text{ см}^{-1},$$

при $p = 1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $e_I \parallel e_S$.

$$\Gamma = 323 \text{ см}^{-1}, \quad qS \approx 39 \text{ см}^{-1}.$$

В заключение отметим, что параметры затухания линий резко зависят от концентрации дырок и, соответственно, ионизированных примесей. При увеличении концентрации от $p \approx 9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $1.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

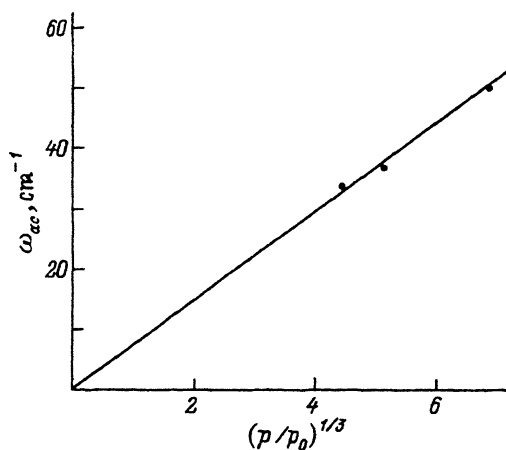


Рис. 14. Зависимость положения пика акустического плазмона ω_{ac} от концентрации дырок, нормированной на $p_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в p -GaAs.

Точки — эксперимент при параллельной поляризации падающего и рассеянного света, сплошная линия — расчет.

происходит смена режимов одночастичного рассеяния от бесстолкновительного к контролируемому столкновениями и соответственно значительное уширение акустического плазмона. Полученная экспериментальная зависимость частоты акустического плазмона от концентрации дырок хорошо согласуется с теорией (см. рис. 14). Однако такое согласие имеется только для параллельной поляризационной конфигурации, т.е. для «разрешенного» механизма рассеяния, описываемого вершиной (11). Согласие отсутствует при скрещенной геометрии эксперимента $e_I \perp e_S$. По-видимому, «запрещенный» механизм рассеяния акустическими плазмонами, описываемый вершиной (10), более чувствителен к влиянию разогретых эффектов, чем разрешенный механизм.

Примечания. 1. Низкочастотный пик, обнаруженный в p -GaAs при низких температурах и скрещенной поляризационной конфигурации (см. рис. 12), может быть отнесен к рассеянию на спиновых волнах, возникающих при межподзонах переходах вследствие обменно-корреляционных эффектов в системе дырок.

2. Линейная температурная зависимость ширины запрещенной зоны при низких температурах выходит на насыщение и описывается выражениями вида

$$E_g = E_{g0} - \alpha \frac{T^2}{T + T_0},$$

где E_{g0} — ширина запрещенной зоны при $T = 0$, T_0 — константа, зависящая от материала. Для InP имеем $\alpha = 4.9 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$, $T_0 = 327 \text{ К}$. Эти величины оказываются меньше соответствующих значений для GaAs, что соответствует эксперименту.

Авторы благодарят Г.Ирмера за обработку спектра на рис. 7, результаты которой представлены на рис. 9.

Список литературы

- [1] S. Ramsden, W. Davies. Phys. Rev. Lett., **16**, 303 (1966).
- [2] B. Kronast, H. Rohr, E. Glock, H. Zwicher, E. Funfer. Phys. Rev. Lett., **16**, 1082 (1966).
- [3] D.F. Du Bois, V. Gilinski. Phys. Rev., **133A**, 1308 (1964).

- [4] F. Cerdeira, N. Mestres, M. Cardona. Proc. 5th Int. Conf. on Phys. of Semicond. (N.Y., 1984) p. 1113.
- [5] F. Cerdeira, N. Mestres, M. Cardona. Phys. Rev. B, **29**, 3737 (1984).
- [6] A. Mooradian, G.B. Wright. Phys. Rev. Lett., **16**, 999 (1966).
- [7] Г. Абстрейтер, М. Кардона, А. Пинчук. В кн.: Рассеяние света в твердых телах (М., 1986) т. 4, с. 12.
- [8] Б.Х. Байрамов, В.А. Войтенко, И.П. Ипатова. УФН, **163**, 67 (1993).
- [9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика (М., 1989).
- [10] В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Квантовая электродинамика (М., 1980).
- [11] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках (М., 1972).
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред (М., 1982).
- [13] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика (М., 1976) ч. 1.
- [14] А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников (М., 1978).
- [15] Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин. Оптические свойства полупроводников (Л., 1989).
- [16] G. Oelgart, V. Orschel, M. Proctor, D. Martin, F. Morier-Genoud, F.K. Reinhart. J. Appl. Phys., **74**, 2742 (1993).
- [17] В.А. Войтенко, И.П. Ипатова, А.В. Субашиев. Письма ЖЭТФ, **37**, 334 (1983).
- [18] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках (М., 1984).
- [19] D. Olego, A. Pinczuk, A.A. Ballman. Sol. St. Commun., **45**, 685 (1983).
- [20] Б.Х. Байрамов, В.А. Войтенко, И.П. Ипатова, В.В. Топоров, Э. Яне. ФТТ, **28**, 754 (1986).
- [21] Л.И. Мандельштам, М.А. Леонтович. ЖЭТФ, **37**, 438 (1937).
- [22] K.T. Tsen, R. Bray. Sol. St. Commun., **45**, 685 (1983).
- [23] J. Wagner, M. Cardona. Phys. Rev. B, **45**, 8071 (1985).
- [24] А.Г. Аронов, Д.Н. Мирлин, Л.П. Никитин, И.И. Решина, В.Ф. Сапега. Письма ЖЭТФ, **29**, 69 (1979).

Редактор Т.А. Полянская
