

УДК 537.226; 537.311

ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ II РОДА

А. Д. Маргулис, Вл. А. Маргулис

Проведено теоретическое исследование плазменных волн, связанных с колебаниями электронов проводимости в примесном бесщелевом полупроводнике с инверсной зонной структурой типа n -HgTe при низких температурах. Показано, что специфика статического и динамического экранирования зарядов в бесщелевом полупроводнике, обусловленная особенностями его зонной структуры, приводит к качественно иной, чем в обычном полупроводнике, зависимости частоты плазмонов от температуры и концентрации электронов.

В последние годы исследованию бесщелевых полупроводников (БП) было посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Полученные в них результаты, частично суммированные в обзорах [1, 2], позволяют составить достаточно полное представление о диэлектрических, оптических и транспортных свойствах этих материалов. Однако вопрос о свойствах плазменных колебаний в БП, насколько нам известно, до настоящего времени не изучался.

В данной статье рассмотрены плазменные колебания в БП II рода типа HgTe, в которых ширина запрещенной зоны тождественно равна нулю вследствие симметрии кристаллической решетки. Зонная структура этих полупроводников описывается моделью Гровса и Пола [3], согласно которой порядок расположения энергетических зон в БП является инвертированным по отношению к их порядку в обычном полупроводнике со структурой цинковой обманки. В результате инверсии зона проводимости БП оказывается p -симметричной, что приводит, как показано ниже, к качественным отличиям спектра плазмонов в БП от спектра плазмонов в полупроводнике с нормальным порядком зон.

1. Исходные соотношения

Рассмотрим вырожденную плазму электронов проводимости в примесном БП n -типа. Будем предполагать, что плазма является слабо неидеальной, т. е. выполняется условие $e^2/\epsilon_0\hbar v_F < 1$, где v_F — фермиевская скорость электронов. Спектр плазменных колебаний $\omega(q)$, обусловленных флуктуациями электронной плотности, определяется полюсами вершинной части $\mathcal{F}(\zeta_s, \mathbf{q})$, аналитически продолженной с дискретного ряда точек $\zeta_s = 2\pi sT/\hbar$ (T — температура в энергетических единицах, s — целое число) на верхнюю полуплоскость комплексного переменного $\omega = i\zeta$. Выражение для $\mathcal{F}(\zeta_s, \mathbf{q})$ в приближении хаотических фаз получается суммированием электронных петель, нанизанных на линию кулоновского взаимодействия, и имеет вид [4]

$$\mathcal{F}(\zeta_s, \mathbf{q}) = \frac{4\pi e^2}{\epsilon(q)q^2 - 4\pi e^2 \mathcal{H}(\zeta_s, \mathbf{q})}, \quad (1)$$

где $\mathcal{H}(\zeta_s, \mathbf{q})$ — неприводимый поляризационный оператор, $\epsilon(q)$ — межзонная часть статической диэлектрической проницаемости. Как показано

в работе Лю и Тосатти [5], для БП n -типа $\varepsilon(q)$ при $\hbar q \ll mv_F$ (m — эффективная масса электрона) практически не зависит от q и равно

$$\varepsilon(0) = \varepsilon_0 + \frac{8me^2}{\pi\hbar^2 k_F}. \quad (2)$$

Здесь k_F — фермиевский волновой вектор, ε_0 — вклад в диэлектрическую проницаемость от переходов между всеми зонами, кроме зон Γ_8 .

Поляризационный оператор $\mathcal{Z}(\zeta_s, \mathbf{q})$, фигурирующий в (1), описывает перенормировку кулоновского взаимодействия электронов вследствие динамического экранирования и в низшем порядке по $e^2/\varepsilon_0\hbar v_F$ определяется выражением

$$\mathcal{Z}(\zeta_s, \mathbf{q}) = (T/\hbar^2) \text{Sp} \sum_n \int \mathcal{G}_0(\zeta_n, \mathbf{k}) \mathcal{G}_0(\zeta_n + \zeta_s, \mathbf{k} + \mathbf{q}) \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (3)$$

где $\zeta_n = (2n+1)\pi T/\hbar$ — мацубаровская частота, $\mathcal{G}_0(\zeta_n, \mathbf{k})$ — функция Грина электронов в отсутствие взаимодействия, представляющая собой матрицу 4×4

$$\mathcal{G}_0(\zeta_n, \mathbf{k}) = [i\zeta_n - \hbar^{-1}(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu)]^{-1} \hat{\Lambda}_s(\mathbf{k}). \quad (4)$$

Здесь $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ — энергетический спектр электронов с импульсом $\hbar\mathbf{k}$; μ — химический потенциал; $\hat{\Lambda}_s(\mathbf{k})$ — оператор проектирования на состояния зоны проводимости, связанный с оператором проектирования $\hat{\Lambda}_h(\mathbf{k})$ на состояния валентной зоны соотношением

$$\hat{\Lambda}_s(\mathbf{k}) = I - \hat{\Lambda}_h(\mathbf{k}), \quad (5)$$

где I — единичная матрица 4×4 . Оператор $\hat{\Lambda}_h(\mathbf{k})$ выражается через матрицы углового момента $\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z$ для значения $j=3/2$ с помощью соотношения

$$\hat{\Lambda}_h(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \left[\frac{(\mathbf{k}\hat{\mathbf{J}})^2}{k^2} - \frac{1}{4} I \right]. \quad (6)$$

Явный вид матриц $\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z$ в базисе сферических функций $Y_{3/2, m}(\theta, \varphi)$ приведен, например, в [6].

Подставляя (4) в (3) и выполняя суммирование по n , после аналитического продолжения $\mathcal{Z}(\zeta_n, \mathbf{q})$ на ось вещественных частот ($i\zeta_n \rightarrow \omega + i\eta \text{sign } \omega$) получим

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \int \frac{n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{\hbar\omega + \varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} + i\eta} \text{Sp} \{ \hat{\Lambda}_s(\mathbf{k}) \hat{\Lambda}_s(\mathbf{k} + \mathbf{q}) \} \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (7)$$

где $n_{\mathbf{k}}$ — фермиевская функция распределения электронов с энергией $\varepsilon_{\mathbf{k}}$. Вычисление шпура в (7) с помощью (5) и (6) дает

$$\text{Sp} \{ \hat{\Lambda}_s(\mathbf{k}) \hat{\Lambda}_s(\mathbf{k} + \mathbf{q}) \} = \frac{1}{2} \left[1 + 3 \frac{(k^2 + \mathbf{k}\mathbf{q})^2}{k^2 (\mathbf{k} + \mathbf{q})^2} \right]. \quad (8)$$

Используя это соотношение, приводим выражение для $\Pi(\omega, \mathbf{q})$ к виду

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \Pi_0(\omega, \mathbf{q}) + \Pi_1(\omega, \mathbf{q}), \quad (9)$$

$$\Pi_0(\omega, \mathbf{q}) = 2 \int \frac{n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{\hbar\omega + \varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} + i\eta} \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (10)$$

$$\Pi_1(\omega, \mathbf{q}) = \frac{3}{2} \int \frac{q^2 \sin^2 \vartheta}{(\mathbf{k} + \mathbf{q})^2} \frac{n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{\hbar\omega + \varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} + i\eta} \frac{d^3k}{(2\pi)^3}, \quad (11)$$

где ϑ — угол между векторами \mathbf{q} и \mathbf{k} .

Как видно, выражение для поляризационного оператора электронов в БП отличается от соответствующего выражения в обычном полупроводнике тем, что содержит дополнительное слагаемое $\Pi_1(\omega, \mathbf{q})$, обусловленное p -симметрией зоны проводимости.

2. Спектр плазмонов при $T=0$

Специфические свойства БП наиболее отчетливо проявляются при температурах, близких к абсолютному нулю. Имея это в виду, рассмотрим сначала предельный случай $T=0$.

В соответствии со сказанным в разделе 1 дисперсионное уравнение для плазменных колебаний в БП имеет вид

$$1 - \frac{4\pi e^2}{\varepsilon(0)q^2} [\Pi_0(\omega, \mathbf{q}) + \Pi_1(\omega, \mathbf{q})] = 0. \quad (12)$$

Условием применимости этого уравнения, как следует из предыдущего, является неравенство $k_F a_B > 1$, где $a_B = \varepsilon_0 \hbar^2 / m e^2$ — эффективный борковский радиус. В БП II рода с резко различающимися массами электронов и дырок все доноры при $T=0$ ионизованы и концентрация электронов n в зоне проводимости равна концентрации доноров n_D , причем у всех исследованных до сих пор БП n_D не ниже 10^{15} см^{-3} [2]. Нетрудно убедиться, что при типичных для таких БП значениях параметров m и ε_0 указанный выше критерий выполняется. В этом случае энергетический спектр электронов можно считать квадратичным и изотропным, т. е. $\varepsilon_k = \hbar^2 k^2 / 2m$. Тогда, вычисляя $\Pi_0(\omega, \mathbf{q})$ по формуле (10), получаем в квазиклассической области значений q ($q \ll k_F$) известный результат [4]

$$\Pi_0(\omega, q) = \frac{mk_F}{\pi^2 \hbar^2} \left[\frac{\omega}{2qv_F} \ln \left| \frac{\omega + qv_F}{\omega - qv_F} \right| - 1 - i \frac{\pi}{2} \frac{\omega}{qv_F} \theta(qv_F - |\omega|) \right], \quad (13)$$

а для $\Pi_1(\omega, \mathbf{q})$, исходя из (11), имеем

$$\begin{aligned} \Pi_1(\omega, q) = \frac{3}{8} \frac{mq}{\pi^2 \hbar^2} \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega + \varepsilon_F} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\omega^2}{q^2 v_F^2} - 1 \right) \ln \left| \frac{\omega + qv_F}{\omega - qv_F} \right| - \right. \\ \left. - \frac{\omega}{qv_F} - i \frac{\pi}{2} \left(\frac{\omega^2}{q^2 v_F^2} - 1 \right) \theta(qv_F - |\omega|) \right], \quad (14) \end{aligned}$$

где $\theta(qv_F - |\omega|)$ — функция Хевисайда.

Подставляя (13) и (14) в (12) и решая полученное уравнение, находим соотношение, определяющее спектр плазменных колебаний в области $\omega > qv_F$ при малых q ($qv_F \ll \Omega_p^{(0)}$)

$$\omega(q) = \Omega_p^{(0)} + \mathcal{O}^{(0)} q^2, \quad (15)$$

$$\Omega_p^{(0)} = \frac{\omega_p}{[1 + f_1(k_F a_B)]^{1/2}}, \quad (16)$$

$$\mathcal{O}^{(0)} = \frac{1 + f_2(k_F a_B)}{[1 + f_1(k_F a_B)]^{1/2}} D, \quad (17)$$

где

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{\varepsilon_0 m} \right)^{1/2}, \quad D = \frac{3}{10} \frac{v_F^2}{\omega_p} \quad (18)$$

— известные выражения для предельной частоты плазмонов и коэффициента их пространственной дисперсии в обычном полупроводнике; функции $f_1(k_F a_B)$ и $f_2(k_F a_B)$ имеют вид

$$f_1(k_F a_B) = \frac{8}{\pi k_F a_B} + \frac{2/\pi k_F a_B}{1 + 4[3(8 + \pi k_F a_B)]^{-1/2}}, \quad (19)$$

$$f_2(k_F a_B) = \frac{8}{\pi k_F a_B} + \frac{4/3\pi k_F a_B}{1 + 4[3(8 + \pi k_F a_B)]^{-1/2}}. \quad (20)$$

Отметим, что первое слагаемое в (19) и (20) связано с учетом вклада межзонных переходов $\Gamma_8^u \rightarrow \Gamma_8^c$ в статическую диэлектрическую проница-

емость БП (см. формулу (2)); второе возникает от учета вклада в поляризационный оператор электронов члена $\Pi_1(\omega, \mathbf{q})$, обусловленного p -симметрией зоны проводимости БП.

Из выражения (16) следует, что частота плазмонов в БП при $T=0$ существенно отличается от таковой в обычном полупроводнике как по величине, так и по концентрационной зависимости. Действительно, численные оценки с использованием параметров HgTe ($m=0.03 m_0$, $\epsilon_0=20$) показывают, что при изменении n от 10^{16} до 10^{17} см $^{-3}$ функция $f_1(k_F a_B)$ меняется от значения 1.52 до 0.7. При этом в соответствии с (16) $\Omega_p^{(0)}$ будет заметно (в 1.6—1.3 раза) меньше ω_p . Дальнейшее увеличение n влечет за собой уменьшение различия между этими величинами, и при $n > 10^{19}$ см $^{-3}$ оно становится пренебрежимо малым. Таким образом, имеется область

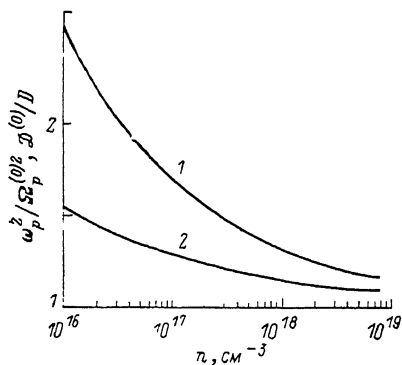


Рис. 1. Зависимость $\omega_p^2 / \Omega_p^{(0)2}$ (1) и $\mathcal{D}^{(0)} / D$ (2) от концентрации электронов n .

$\epsilon_0=20$, $m=0.03m_0$ (m_0 — масса свободного электрона).

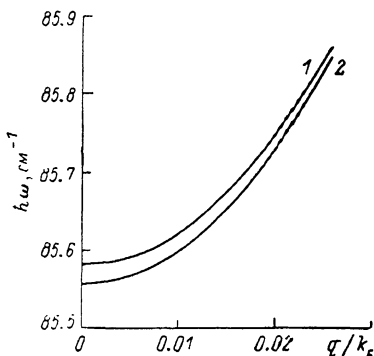


Рис. 2. Дисперсия плазмонов в HgTe ($n=10^{17}$ см $^{-3}$) при $T=0$ (1) и 20 К (2).

концентраций электронов, в которой учет функции $f_1(k_F a_B)$ необходим для правильного определения величины $\Omega_p^{(0)}$. Подчеркнем, что в этой области наиболее отчетливо проявляется и качественное отличие плазменных колебаний в БП от плазменных колебаний в обычных полупроводниках — нелинейная зависимость $\Omega_p^{(0)2}$ от n , также связанная наличием в (16) функции $f_1(k_F a_B)$.

Обратимся теперь к анализу выражения (17) для коэффициента пространственной дисперсии плазмонов в БП. Из сравнения формул (19) и (20) для функций $f_1(k_F a_B)$ и $f_2(k_F a_B)$, входящих в (17), следует, что $f_2(k_F a_B) > f_1(k_F a_B)$, и поэтому $\mathcal{D}^{(0)}$ всегда превосходит D . Так, например, для HgTe отношение $\mathcal{D}^{(0)} / D$ в интервале концентраций 10^{16} — 10^{17} см $^{-3}$ изменяется от значения 1.5 до 1.3. Таким образом, при не слишком высоких концентрациях электронов различие между $\mathcal{D}^{(0)}$ и D является весьма ощутимым и должно приниматься во внимание. Что касается зависимости $\mathcal{D}^{(0)}(n)$, то она, как показывает анализ, имеет тот же характер, что и зависимость $D(n)$ (т. е. $\mathcal{D}^{(0)}$ растет с ростом n), но является более слабой. Результаты проведенного выше рассмотрения иллюстрирует рис. 1.

3. Спектр

и бесстолкновительное затухание плазмонов при конечных температурах

Полученное в предыдущем разделе решение дисперсионного уравнения для плазменных колебаний в области $\omega > qv_F$ является чисто вещественным. Физически это соответствует отсутствию бесстолкновительного затухания плазмонов. Действительно, при $T=0$ в электронной системе нет частиц со скоростями $v > v_F$, взаимодействие которых с плазмонами удовлетворяло бы условию резонанса Ландау. При температурах выше аб-

солютного нуля такие частицы есть, и это приводит к возникновению бесстолкновительного затухания плазмонов. В интересующем нас случае низких температур ($T \ll \varepsilon_F$) соответствующий коэффициент затухания γ должен быть мал по сравнению с вещественной частью $\tilde{\omega}$ частоты плазмонов $\omega = \tilde{\omega} - i\gamma$ из-за малого числа резонансных частиц. Уравнение, которому удовлетворяет $\tilde{\omega}$ при $\gamma \ll \tilde{\omega}$, нетрудно получить из (12). Оно имеет вид

$$1 - \frac{4\pi e^2}{\varepsilon(0)q^2} [\operatorname{Re} \Pi_0(\tilde{\omega}, q) + \operatorname{Re} \Pi_1(\tilde{\omega}, q)] = 0. \quad (21)$$

Вещественные части $\Pi_0(\tilde{\omega}, q)$ и $\Pi_1(\tilde{\omega}, q)$ определяются главными значениями интегралов в (10) и (11), вычисляя которые при $qv_F \ll \tilde{\omega}$, получаем

$$\operatorname{Re} \Pi_0(\tilde{\omega}, q) = \frac{\varepsilon_0 q^2}{4\pi e^2} \frac{\omega_p^2}{\tilde{\omega}^2} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{T}{\varepsilon_F} \right)^2 \frac{q^2 v_F^2}{\tilde{\omega}^2} \right] \right\}, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \Pi_1(\tilde{\omega}, q) = & -\frac{\varepsilon_0 q^2}{4\pi e^2} \frac{2/\pi k_{FA_B}}{1 + \hbar\tilde{\omega}/\varepsilon_F} \left\{ 1 + \frac{\pi^2}{3} \frac{(T/\varepsilon_F)^2}{(1 + \hbar\tilde{\omega}/\varepsilon_F)^2} \left[1 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\hbar\tilde{\omega}}{\varepsilon_F} \right) \left(1 + \frac{\hbar\tilde{\omega}}{2\varepsilon_F} \right) \right] + \right. \\ & \left. + \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \frac{(T/\varepsilon_F)^2}{(1 + \hbar\tilde{\omega}/\varepsilon_F)^2} \left(1 + 5 \frac{\hbar\tilde{\omega}}{\varepsilon_F} \right) \right] \frac{q^2 v_F^2}{5\tilde{\omega}^2} \right\}. \quad (23) \end{aligned}$$

Подставляя (22) и (23) в уравнение (21) и решая его, находим спектр плазменных колебаний с учетом теплового движения электронов

$$\tilde{\omega}(q) = \Omega_p(T) + \mathcal{O}(T)q^2, \quad (24)$$

$$\Omega_p(T) = \Omega_p^{(0)} \left[1 - \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{T}{\varepsilon_F} \right)^2 F(k_{FA_B}) \right], \quad (25)$$

$$\mathcal{O}(T) = \mathcal{O}^{(0)} \left[1 + \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\varepsilon_F} \right)^2 G(k_{FA_B}) \right]. \quad (26)$$

Здесь функции $F(k_{FA_B})$ и $G(k_{FA_B})$ определяются выражениями

$$F(k_{FA_B}) = \frac{f_3(k_{FA_B})}{f_1(k_{FA_B})}, \quad G(k_{FA_B}) \simeq \frac{5}{4} \frac{f_1(k_{FA_B})}{f_2(k_{FA_B})}, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} f_3(k_{FA_B}) = & \frac{2}{\pi k_{FA_B}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{4}{\sqrt{3}(\delta + \pi k_{FA_B})} \right) \left(1 + \frac{2}{\sqrt{3}(\delta + \pi k_{FA_B})} \right) \right] \times \\ & \times \left[1 + \frac{4}{\sqrt{3}(\delta + \pi k_{FA_B})} \right]^{-3}. \quad (28) \end{aligned}$$

Как видно из (25), выражение для предельной (при $q=0$) частоты плазмонов содержит температурно-зависящую добавку, обязанную своим возникновением второму слагаемому в фигурной скобке в (23). Таким образом, учет p -симметрии зоны проводимости в БП n -типа приводит при $T \neq 0$ к качественно новому эффекту — температурному сдвигу частоты плазмонов с бесконечной длиной волны, отсутствующему в обычных полупроводниках. Анализ показывает, что знак температурной поправки в (25) может быть как положительным, так и отрицательным. Если концентрация электронов такова, что параметр k_{FA_B} удовлетворяет условию $1 < k_{FA_B} < 3$, то $F(k_{FA_B}) < 0$ и, согласно (25), $\Omega_p(T)$ растет с ростом T . При больших концентрациях, когда выполняется неравенство $k_{FA_B} > 3$, функция $F(k_{FA_B}) > 0$ и, следовательно, $\Omega_p(T)$ убывает с температурой.

Что касается количественной стороны эффекта, то из численной оценки $F(k_{FA_B})$ для HgTe следует, что в области концентраций электронов $10^{16} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$ $F(k_{FA_B})$ остается на уровне порядка нескольких тысячных, и поэтому при $T \ll \varepsilon_F$ относительная величина второго слагаемого в (25) очень мала. Тем не менее наличие этой поправки, носящей квантовый характер, представляет интерес, так как она сильно зависит от температуры и, следовательно, может быть обнаружена по температурному сдвигу плазм-

монного пика в спектре комбинационного рассеяния света. Для этого, по-видимому, целесообразно использовать метод корреляционной спектроскопии, позволяющий исследовать очень малые спектральные сдвиги рассеянного света ($1-10^7$ Гц) [7]. Тот же метод применим и для изучения пространственной дисперсии плазмонов, описываемой вторым слагаемым в (24). Из выражений (26), (27) видно, что температурно-зависящая добавка в этом слагаемом положительна и, следовательно, коэффициент пространственной дисперсии плазмонов в противоположность их предельной частоте всегда растет с ростом температуры. Численные оценки показывают, что функция $G(k_{FA})$ в (26) довольно слабо меняется с изменением n , оставаясь при этом близкой к единице во всем интересующем нас интервале концентраций электронов. Таким образом, температурная поправка в (26) в отличие от аналогичной поправки в (25) мала только по параметру T/ϵ_F , так же как это имеет место в обычном полупроводнике.

Полученные выше результаты иллюстрирует рис. 2, на котором изображена рассчитанная по формулам (24)–(26) зависимость $\tilde{\omega}(q)$ при двух различных значениях температуры.

Рассмотрим теперь бесстолкновительное затухание плазмонов. Полагая в уравнении (12) $\omega = \tilde{\omega} - i\gamma$ и отделяя в нем мнимую часть, находим в первом порядке по $\gamma/\tilde{\omega}$ выражение для декремента затухания

$$\gamma(q) = \text{Im} \Pi(\Omega_p, q) \left[\frac{\partial}{\partial \tilde{\omega}} \text{Re} \Pi(\tilde{\omega}, q) \Big|_{\tilde{\omega} = \Omega_p} \right]^{-1}. \quad (29)$$

Мнимая часть $\Pi(\tilde{\omega}, q)$ определяется суммой вкладов в $\Pi_0(\tilde{\omega}, q)$ и $\Pi_1(\tilde{\omega}, q)$ от обхода полюсов подынтегральных функций в (10) и (11) соответственно. В результате вычисления имеем

$$\text{Im} \Pi(\tilde{\omega}, q) = \text{Im} \Pi_0(\tilde{\omega}, q) + \text{Im} \Pi_1(\tilde{\omega}, q), \quad (30)$$

$$\text{Im} \Pi_0(\tilde{\omega}, q) = -\frac{m^2 \tilde{\omega}}{4\pi \hbar^3 q} \left\{ 1 - \text{th} \left[\frac{m}{4q^2 T} (\tilde{\omega}^2 - q^2 v_F^2) \right] \right\}, \quad (31)$$

$$\text{Im} \Pi_1(\tilde{\omega}, q) = \frac{3}{64\pi} \frac{mq}{\hbar^2 T} \int_{\tilde{\epsilon}}^{\infty} \frac{1 - \tilde{\epsilon}/\epsilon_{\mathbf{k}}}{1 + \epsilon_{\mathbf{k}}/\hbar\tilde{\omega}} \text{ch}^{-2} \left(\frac{\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_F}{2T} \right) d\epsilon_{\mathbf{k}}, \quad (32)$$

где $\tilde{\epsilon} = m\tilde{\omega}^2/2q^2$. Определяя значения функций (31) и (32) в точке $\tilde{\omega} = \Omega_p$ (интегрирование по $\epsilon_{\mathbf{k}}$ в (32) легко выполняется, если учесть, что при $\tilde{\omega} = \Omega_p$ имеет место неравенство $\tilde{\epsilon} \gg \epsilon_F$) и используя (22), (23) и (29), окончательно получаем

$$\gamma(q) = \frac{3\pi}{4} \frac{\Omega_p^{(0)4}}{q^3 v_F^3} \left[1 + A + B \left(\frac{q}{k_F} \right)^6 \right] \exp \left(-\frac{\Omega_p^{(0)2}}{q^2 v_F^2} \frac{\epsilon_F}{T} \right), \quad (33)$$

$$A = \frac{3}{16} \frac{\hbar \Omega_p^{(0)}}{\epsilon_F} \left(1 + \frac{\epsilon_F}{\hbar \Omega_p^{(0)}} \right)^{-2}, \quad B = -12 \frac{T}{\epsilon_F} \left(\frac{\epsilon_F}{\hbar \Omega_p^{(0)}} \right)^4. \quad (34)$$

Поскольку $\epsilon_F > \hbar \Omega_p^{(0)}$, то при $q \ll k_F$ два последних слагаемых в квадратных скобках в (33) малы по сравнению с единицей и ими можно пренебречь. При этом выражение (33) формально совпадает с выражением для декремента бесстолкновительного затухания γ_0 плазмонов в обычном полупроводнике; единственное различие заключается в том, что вместо ω_p в него входит $\Omega_p^{(0)}$. Это различие приводит к двум следствиям. Во-первых, зависимость γ от концентрации электронов оказывается иной, чем зависимость $\gamma_0(n)$; во-вторых, при одних и тех же значениях характерных параметров БП и гипотетического полупроводника с конечной щелью и нормальным порядком зон $\gamma \gg \gamma_0$, хотя оба декремента затухания при малых q ($qv_F \ll \omega_p$, $\Omega_p^{(0)}$) являются экспоненциально малыми.

Что касается столкновительного затухания плазмонов, обусловленного некогерентными процессами рассеяния этих квазичастиц, то принимая для оценки, что соответствующий декремент затухания $\gamma_{\text{coll}} \sim 1/\tau$ (τ — время релаксации электронов), и вычисляя τ из экспериментальных дан-

ных по подвижности [2], нетрудно убедиться, что при низких температурах в типичных БП с донорными примесями $\Omega_p \gg \gamma_{\text{coll}}$. Таким образом, в рассматриваемых условиях плазмоны в БП могут существовать как долгоживущие коллективные возбуждения, что позволяет надеяться на возможность экспериментальной проверки полученных в работе результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Цидильковский И. М. УФН, 1976, т. 120, № 3, с. 337—362.
- [2] Tsidilkovski I. M., Harus G. I., Shelushinina N. G. Adv. Phys., 1985, vol. 34, N 1, p. 43—174.
- [3] Groves S. H., Paul W. Phys. Rev. Lett., 1963, vol. 11, N 5, p. 194—196.
- [4] Fetter A. L., Walecka J. D. Quantum theory of many-particle systems. N. Y.: McGraw—Hill, 1971. 601 p.
- [5] Liu L., Tosatti E. Phys. Rev. B, 1970, vol. 2, N 6, p. 1926—1931.
- [6] Бур Г. Л., Пукс Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 584 с.
- [7] Bern B. J., Pecora R. Dynamic light scattering. N. Y.: AP, 1976. 473 p.

Мордовский государственный
университет им. Н. П. Огарева
Саранск

Поступило в Редакцию
20 октября 1987 г.
В окончательной редакции
16 февраля 1988 г.

