Физика низких температур, 1997, т. 23, № 1, с. 73–78

Тензор высокочастотной проводимости двумерного электронного газа с примесными состояниями электронов в магнитном поле

Н. В. Глейзер, А. М. Ермолаев

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 13 мая 1996 г., после переработки 18 июня 1996 г.

Метод локальных возмущений И. М. Лифшица использован для изучения свойств двумерной электрон-примесной системы в квантующем магнитном поле, перпендикулярном плоскости движения электронов. В модели независимых точечных примесных атомов вычислен тензор высокочастотной проводимости системы с учетом примесных состояний электронов и пространственной дисперсии. Диссипативная часть проводимости имеет узкие резонансные максимумы на частотах переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями, индуцированных электромагнитным полем. В отсутствие магнитного поля эти максимумы сливаются в один широкий максимум, расположенный выше пороговой частоты переходов электронов с локального уровня в зону. Численные значения величин максимумов получены для полупроводниковых структур с двумерным электронным газом.

Метод локальних збурень І. М. Ліфшиця використано для вивчення властивостей двовимірної електрон-домішкової системи у квантуючому магнітному полі, перпендикулярному площині руху електронів. В моделі незалежних точкових домішкових атомів обчислено тензор високочастотної провідності системи з врахуванням домішкових станів електронів і просторової дисперсії. Дисипативна частина провідності має вузькі резонансні максимуми на частотах переходів електронів між рівнями Ландау і локальними рівнями, індукованих електромагнітним полем. У відсутності магнітного поля ці максимуми зливаються в один широкий максимум, розташований вище порогової частоти переходів електронів з локального рівня в зону. Чисельні значення величин максимумів одержано для напівпровідникових структур з двовимірним електронним газом.

PACS: 71.55.-i, 72.30.+q

Проблема примесных состояний квазичастиц в твердых телах восходит к классическим работам И. М. Лифшица по теории колебаний неидеальных кристаллических решеток, выполненным еще в 40-е годы [1]. Им сформулирована и решена задача о влиянии примесных атомов на спектр фононов, предсказаны локальные колебания, разработан метод расчета физических характеристик систем, возмущенных примесными атомами. Вскоре эта теория была использована для изучения примесных состояний других квазичастиц — электронов и магнонов [2,3]. Естественным продолжением работ этого направления явилось рассмотрение примесных состояний электронов в магнитном поле.

Задача о примесных состояниях электронов в проводниках при наличии магнитного поля имеет свою специфику. Дело в том, что связанное состояние электрона в поле примеси в трехмерном проводнике возникает лишь тогда, когда потенциальная яма, в которую попадает этот электрон, достаточно глубокая, чтобы неопределенность энергии частицы в яме была много меньше ее глубины [4]. Если это условие не выполняется, то происходит лишь потенциальное рассеяние электронов примесным центром, сопровождающееся незначительным фазовым сдвигом, а связанное состояние не образуется. В магнитном поле движение электрона ограничено в двух направлениях, он дрейфует вдоль поля. В достаточно сильном магнитном поле ситуация становится похожей на одномерную, а в одномерном случае связанное состояние возникает в яме любой глубины. Таким образом, магнитное поле локализует электроны на притягивающих примесях даже в том случае, когда без поля локализация невозможна. В магнитном поле появляются специфические локальные и квазилокальные состояния электронов, которые обусловлены совместным действием на них примесей притяжения и магнитного поля. По этой причине такие состояния называются магнитопримесными.

Идея магнитной локализации электронов на изолированных примесных атомах принадлежит Скобову [5] и Бычкову [6]. Скобов нашел точное выражение для амплитуды рассеяния электронов точечным центром в магнитном поле и обнаружил

© Н. В. Глейзер, А. М. Ермолаев, 1997

ее резонансный характер. Бычков предсказал связанное состояние электрона, отщепленное примесью притяжения от первого уровня Ландау. Он заметил, что квантование Ландау приводит к «размножению» связанных состояний. Притягивающая примесь малого радиуса, снимая вырождение по положению центра ларморовской «орбиты», отщепляет от каждого уровня Ландау по одному уровню. Уровни, отщепленные от второго, третьего и т.д. уровней Ландау, попадают в область сплошного спектра и оказываются квазилокальными. Находясь в резонансе с состояниями Ландау, они приобретают конечную ширину, обратно пропорциональную времени жизни электрона в поле примеси. В работах Каганова и одного из авторов [7,8] рассмотрено влияние магнитопримесных состояний на эффект де Гааза—ван Альфена в металлах.

В двумерной электрон-примесной системе сколь угодно слабый притягивающий потенциал примесного атома приводит к образованию связанного состояния электрона. Энергия связи в таком состоянии экспоненциально мала по сравнению с глубиной примесной потенциальной ямы [4]. Связанные состояния соответствуют полюсам амплитуды рассеяния электронов примесным атомом. Они расположены на физическом листе римановой поверхности амплитуды рассеяния как функции энергии электрона и оказывают существенное влияние на низкотемпературные свойства двумерных систем. Существование таких полюсов означает, что рассчитать кинетические характеристики двумерной электрон-примесной системы на основе теории возмущений по рассеивающему потенциалу невозможно. Необходимо использовать точное выражение для амплитуды рассеяния.

Обычно для вычисления амплитуды рассеяния квазичастиц примесными центрами в твердом теле используется метод локальных возмущений Лифшица [1,2] или метод потенциалов нулевого радиуса [9,10]. Полученное этими методами точное выражение для амплитуды рассеяния электронов короткодействующими примесными атомами недавно было использовано для расчета статической проводимости двумерного электронного газа [11]. В этой работе предсказаны особенности статической проводимости двумерных металлов, гетеропереходов и инверсионных слоев на границе полупроводника, которые не могут быть получены на основе теории возмущений.

В квантующем магнитном поле, перпендикулярном плоскости движения электронов, существует система локальных уровней, чередующихся с уровнями Ландау. Их положения в случае короткодействующих примесных потенциалов различного типа найдены методом локальных возмущений в работах [12,13]. Такая структура спектра электрон-примесной системы проявляется в оптических экспериментах с двумерным электронным газом в магнитном поле [14]. Несмотря на то что исследованиям высокочастотных свойств таких систем посвящено большое число работ [14–16], результаты расчетов высокочастотной проводимости двумерного электронного газа с учетом локальных состояний электронов в литературе отсутствуют.

В настоящей статье приведены результаты вычислений тензора высокочастотной проводимости двумерного электронного газа с учетом примесных состояний электронов в магнитном поле, перпендикулярном плоскости движения электронов. Использовано приближение эффективной массы. Точечные примесные атомы предполагаются редкими и случайно распределенными. Учтена полюсная структура амплитуды рассеяния электронов изолированными примесными атомами в квантующем магнитном поле. Частота электромагнитного поля предполагается большой по сравнению с частотой столкновений электронов. Приведенные здесь результаты могут быть использованы при изучении инверсионного слоя на границе полупроводника с диэлектриком, тонких металлических пленок в условиях, когда электроны заполняют лишь нижний уровень энергии, обусловленный размерным квантованием. Отметим, что использование удобной для расчета модели точечных примесных центров в статье [11] и в нашей работе означает, что примесный потенциал предполагается сильно экранированным. В противном случае полученные здесь результаты могут претендовать лишь на качественное сравнение с экспериментом.

Для вычисления тензора динамической проводимости двумерного электронного газа в магнитном поле используем формулу Кубо. Она позволяет выразить тензор проводимости через произведение двух одноэлектронных функций Грина, усредненное по конфигурациям примесных атомов [17]. Пренебрегая вершинными поправками и используя спектральное представление средней одноэлектронной функции Грина, получаем связь тензора проводимости со спектральной плотностью ρ этой функции. Последняя, как функция энергии ε электрона, имеет δ-образные максимумы на локальных уровнях. В приближении изолированных примесных атомов вклад локальных уровней в спектральную плотность функции Грина равен

$$\delta\rho_s(\kappa, \varepsilon) = |v_0| n_i (\varepsilon - \varepsilon_{\kappa s})^{-2} \delta\left[1 - v_0 F_s(\varepsilon)\right]. \quad (1)$$

Здесь κ и s — орбитальные и спиновое квантовые числа электрона в магнитном поле; $\varepsilon_{\kappa s}$ — энергия электрона в состоянии $|\kappa s\rangle$; v_0 — константа, характеризующая интенсивность рассеивающего потенциала; n_i — плотность примесных атомов; $F_s(\varepsilon)$ — функция, входящая в уравнение Лифшица [1,2]

$$1 - v_0 F_s(\varepsilon) = 0 \qquad (2)$$

для локальных уровней.

Вклад локальных уровней в тензор высокочастотной проводимости связан с функцией (1) соотношением

$$\delta\sigma_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{ie^2}{\omega S} \sum_{\kappa\kappa' s} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \, V^{\alpha}_{\kappa\kappa'}(-\mathbf{q}) \, V^{\beta}_{\kappa'\kappa}(\mathbf{q}) \, \delta\rho_s(\kappa', \varepsilon) \times$$

$$\times \left[f(\varepsilon) - f(\varepsilon_{\kappa s})\right] \left[(\varepsilon - \varepsilon_{\kappa s} + \hbar\omega + i0)^{-1} + (\varepsilon - \varepsilon_{\kappa s} - \hbar\omega - i0)^{-1}\right], \qquad (3)$$

где $\mathbf{q}$ и ω — волновой вектор и частота; e — заряд электрона; f — функция Ферми; $\mathbf{V}_{\kappa\kappa'}(\mathbf{q})$ — матричные элементы оператора

$$\mathbf{V}(\mathbf{q}) = \frac{1}{2}\left(\mathbf{v}\, e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} + e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}\, \mathbf{v}\right)$$

($\mathbf{r}$ — радиус-вектор, $\mathbf{v}$ — оператор скорости электрона в магнитном поле) в базисе Ландау; S — площадь образца; $\alpha, \beta = x, y$; электроны движутся в плоскости $z = 0$. Соотношение (3) получено методом, примененным в работе [18] к трехмерному случаю. В рассматриваемом приближении к нему необходимо добавить известный вклад [14–16,19], вычисленный без учета примесных состояний электронов.

Используя в (1) формулу для δ-функции сложного аргумента [4], из (3) получаем

$$\delta\sigma_{xx}(q, \omega) = \frac{ie^2\omega_c^2 n_i}{2\pi l^2 \omega} \sum_{knn's} r_{ks}\left(\varepsilon_{n's} - \varepsilon^l_{ks}\right)^{-2}\left[f(\varepsilon^l_{ks}) - f(\varepsilon_{ns})\right] \times$$

$$\times \left[(\varepsilon^l_{ks} - \varepsilon_{ns} + \hbar\omega + i0)^{-1} + (\varepsilon^l_{ks} - \varepsilon_{ns} - \hbar\omega - i0)^{-1}\right] Q_{n'n}(q) \,. \qquad (4)$$

Здесь ω_c — циклотронная частота; l — магнитная длина; ε_{ns} и ε^l_{ks} — положения n-го уровня Ландау и k-го локального уровня энергии электрона с проекцией спина s;

$$r_{ks} = -\left[\frac{dF_s(\varepsilon)}{d\varepsilon}\Big|_{\varepsilon=\varepsilon^l_{ks}}\right]^{-1}$$

— вычет амплитуды рассеяния электронов примесным центром относительно полюса ε^l_{ks};

$$Q_{n'n}(q) = \left[\frac{d}{dq}\varphi_{n'n}(q)\right]^2, \qquad \varphi_{n'n} = \left(n!/n'!\right)^{1/2} \xi^{1/2(n'-n)} \exp\left(-\frac{\xi}{2}\right) L_n^{n'-n}(\xi) \,;$$

$L_n^{n'-n}$ — обобщенные многочлены Лагерра; $\xi = \hbar q^2/(2m\omega_c)$; m — эффективная масса электрона; волновой вектор $\mathbf{q}$ параллелен оси y. Компонента $\delta\sigma_{yy}$ может быть получена из (4) заменой $Q_{n'n}$ на $(n' - n)^2 \varphi^2_{n'n}(q)/q^2$.

Высокочастотная холловская проводимость $\delta\sigma_{yx}$ отличается от (4) тем, что в ней вместо $Q_{n'n}$ фигурирует множитель

$$-\frac{i}{2q}(n' - n)\frac{d}{dq}\left[\varphi_{n'n}(q)\right]^2,$$

а слагаемое $(\varepsilon^l_{ks} - \varepsilon_{ns} - \hbar\omega - i0)^{-1}$ в квадратных скобках входит со знаком минус. При выводе фор-

мулы (4) использован лишь факт существования локальных уровней. Их характеристики ε_{ks}^{l} и r_{ks} произвольны. Они могут быть вычислены на основе определенной модели рассеивающего потенциала или получены путем сравнения теории с опытом.

Если в формуле (4) пренебречь пространственной дисперсией ($q = 0$), она принимает вид

$$\delta\sigma_{xx}(\omega) = \delta\sigma_{yy}(\omega) = \frac{ie^2\hbar^2 n_i}{4\pi m^2 l^4 \omega} \sum_{kns} r_{ks}\left[f(\varepsilon_{ks}^{l}) - f(\varepsilon_{ns})\right]\left[(\varepsilon_k^l - \varepsilon_n + \hbar\omega + i0)^{-1} + (\varepsilon_k^l - \varepsilon_n - \hbar\omega - i0)^{-1}\right] \times$$

$$\times \left[n(\varepsilon_{n-1} - \varepsilon_k^l)^{-2} + (n+1)(\varepsilon_{n+1} - \varepsilon_k^l)^{-2}\right], \qquad (5)$$

где ε_n и ε_k^l — положения n-го уровня Ландау и k-го локального уровня без учета спинового расщепления. Компонента $\delta\sigma_{xy}(\omega)$ может быть получена из (5) умножением на $-i$ и изменением знаков перед вторыми слагаемыми в квадратных скобках. Выражения (4) и (5) имеют резонансные особенности на частотах переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями, индуцированных электромагнитным полем. Резонансные частоты равны

$$\omega_{kn} = |\varepsilon_k^l - \varepsilon_n|/\hbar. \qquad (6)$$

Вещественная часть (5), определяющая поглощение энергии электромагнитного поля электронами, имеет максимумы (в рассматриваемом приближении δ-образные) на резонансных частотах. Учет конечной ширины уровней Ландау и локальных уровней приводит к размытию этих максимумов. На рис. 1 приведены вещественная (*1*) и мнимая (*2*) части безразмерной циркулярной компоненты проводимости

$$\delta C = \delta\sigma_{+}\frac{\pi\hbar^3\omega_1^2(1+\omega_1/\omega_c)^2}{2e^2 r n_i} \qquad (7)$$

как функции $x = \omega/\omega_1 - 1$ в окрестности частоты $\omega_1 = |v_0|/(2\pi\hbar l^2)$ переходов электронов между уровнем Ландау $n = 1$ и отщепленным от него локальным уровнем. Здесь $\delta\sigma_{+} = \delta\sigma_{xx} + i\delta\sigma_{yx}$. Расчеты выполнены для случая короткодействующего примесного потенциала притяжения ($v_0 < 0$) и $\gamma/\omega_1 = 0{,}1$, где $\hbar\gamma$ — суммарная ширина уровней, участвующих в резонансных переходах. Отношение максимального значения вещественной части $\delta\sigma_{+}$ к статической проводимости $e^2 n_e/(mv)$ (n_e — плотность электронов; ν — частота столкновений, обусловленная потенциальным рассеянием на примесях) равно

$$A = 4\frac{n_i}{n_e}\frac{\omega_1}{\omega_c}\frac{\nu}{\gamma}\left(1+\frac{\omega_1}{\omega_c}\right)^{-2}. \qquad (8)$$

Используя значения параметров $n_i/n_e = 0{,}5$; $\omega_1/\omega_c = 0{,}1$; $\nu = \gamma$, характерные для полуметаллов и полупроводниковых структур с вырожденным двумерным электронным газом [14], из формулы (8) получаем $A = 17\%$. Отметим, что в двумерном случае резонансная частота ω_1 пропорциональна напряженности магнитного поля H. В трехмерном проводнике она пропорциональна H^2 [7,8].

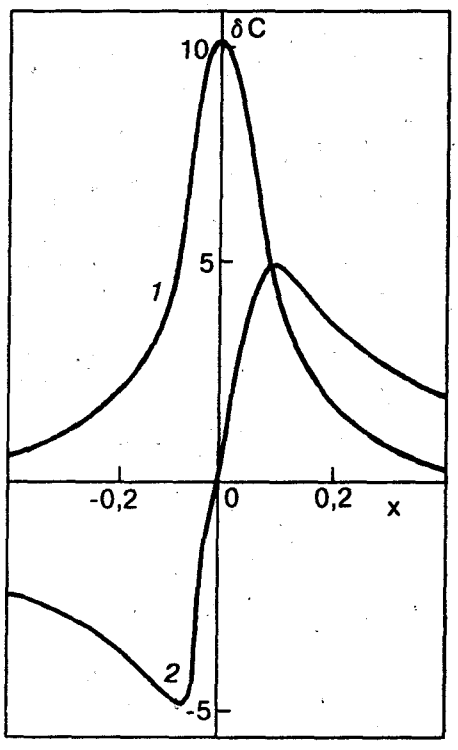

Рис. 1. Зависимость вещественной (*1*) и мнимой (*2*) частей проводимости (7) от частоты вблизи резонанса ($x = \omega/\omega_1 - 1$).

В том случае, когда магнитное поле отсутствует, а короткодействующие примесные атомы притягивают электроны, от нижнего края зоны отщепляется один локальный уровень ε_l. В этом случае сумму по n в (5) можно заменить интегралом. В результате $\delta\sigma_{xy} = 0$, а из (5) получаем

$$\mathrm{Re}\,\delta\sigma(\omega) = \frac{e^2 r n_i}{\hbar^4\omega^3}\,\Theta(\varepsilon_l + \hbar\omega)(\varepsilon_l + \hbar\omega)\left[f(\varepsilon_l) - f(\varepsilon_l + \hbar\omega)\right] + (\omega \to -\omega)\,, \tag{9}$$

$$\mathrm{Im}\,\delta\sigma(\omega) = \frac{e^2 r n_i}{\pi\hbar^4\omega^3}\,(\varepsilon_l + \hbar\omega)\,\ln\left|\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_l - \hbar\omega}{\varepsilon_F - \varepsilon_l}\right| - (\omega \to -\omega)\,, \tag{10}$$

где ε_F — энергия Ферми; Θ — функция Хэвисайда; $(\omega \to -\omega)$ обозначает слагаемое, которое получается из предыдущего изменением знака частоты. Формула (10) получена при нулевой температуре ($T = 0$). Как и следовало ожидать, вещественная часть проводимости (9) — четная функция частоты, а мнимая часть (10) — нечетная. Из (9) видно, что вещественная часть проводимости имеет порог на частоте $\omega_g = |\varepsilon_l|/\hbar$. Вблизи порога $\mathrm{Re}\,\delta\sigma \sim \omega - \omega_g$. С увеличением частоты она растет, достигает максимума, а затем убывает по закону ω^{-2}. Если $T \to 0$, то пороговая частота смещается в точку $\omega_g + \varepsilon_F/\hbar$ в соответствии с принципом Паули. В этой точке мнимая часть проводимости (10) имеет логарифмическую особенность.

Для оценки величины вклада (9) аппроксимируем невозмущенную примесями плотность состояний двумерных электронов прямоугольной ступенькой шириной w и высотой $m/(2\pi\hbar^2)$. Тогда функция F, входящая в уравнение (2), равна

$$F(\varepsilon) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2}\,\ln\left|\frac{w-\varepsilon}{\varepsilon}\right|.$$

Решение уравнения (2) в случае примесного потенциала притяжения и $|v_0| \ll \hbar^2/m$ имеет вид

$$\varepsilon_l = -w\exp\left(-\frac{2\pi\hbar^2}{m|v_0|}\right)$$

в соответствии с известным результатом [4]. В этом случае

$$r = 2\pi\hbar^2|\varepsilon_l|/m\,.$$

Используем значения параметров $m = 10^{-31}$ кг; $|\varepsilon_l| = 0{,}01$ эВ; $\varepsilon_F/\hbar\omega_g = 0{,}5$; $\hbar\omega_g/T = 10$, типичные для полупроводниковых структур с двумерным электронным газом [14]. Тогда отношение максимального значения (9) к статической проводимости равно $4{,}8(n_i/n_e)(\nu/\omega_g)$. Если $n_i/n_e = 0{,}5$ и $\nu/\omega_g = 0{,}1$, то это отношение равно 24%.

Как уже отмечалось, примесные уровни двумерного электронного газа в магнитном поле являются локальными. Они отщепляются от вырожденных уровней Ландау вниз ($v_0 < 0$) или вверх ($v_0 > 0$) в зависимости от характера примесного потенциала. Энергетический спектр электронов проводимости с учетом их примесных состояний может быть изучен с помощью исследования высокочастотных свойств. Вклад этих состояний в высокочастотную проводимость, вычисленную здесь, приводит к узким резонансным максимумам высокочастотных характеристик, определяемых частотами (6) переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями. В отсутствие магнитного поля, когда в спектре энергии электрона есть лишь один локальный уровень у нижнего края зоны, эти максимумы сливаются в один широкий максимум. Он расположен выше пороговой частоты активации локального уровня.

Полученные результаты могут быть использованы при изучении поглощения высокочастотного излучения, падающего перпендикулярно инверсионному слою на границе полупроводника с диэлектриком. Поглощение излучения, поляризованного в плоскости слоя, пропорционально вещественной части проводимости (5). Наиболее изучен инверсионный n-слой на границе между Si и SiO_2 [14]. Простейшей моделью такой системы является плоскость, занятая электронами, погруженная в трехмерный диэлектрик. Тензор проводимости такой системы в магнитном поле в отсутствие примесных состояний электронов вычислен в работе [19]. Из приведенных в этой работе уравнений и формулы (5) следует, что поглощение как функция частоты имеет максимумы на циклотронной частоте и на частотах (6). Особенности проводимости существенно влияют также на свойства плазмонов и магнитоплазмонов в инверсионных слоях. По-видимому, они приведут к деформации спектра

магнитоплазмонов в окрестности резонансных частот (6).

Авторы выражают благодарность В. Г. Песчанскому за полезные советы и Н. А. Ермолаевой за помощь при выполнении численных расчетов.

1. И. М. Лифшиц, *Избранные труды. Физика реальных кристаллов и неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1987).
2. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
3. Ю. А. Изюмов, М. В. Медведев, *Теория магнитоупорядоченных кристаллов с примесями*, Наука, Москва (1970).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
5. В. Г. Скобов, *ЖЭТФ* **37**, 1467 (1959).
6. Ю. А. Бычков, *ЖЭТФ* **39**, 689 (1960).
7. А. М. Ермолаев, М. И. Каганов, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 984 (1967).
8. А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* **54**, 1259 (1968).
9. Ю. Н. Демков, В. Н. Островский, *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике*, Изд-во ЛГУ, Ленинград (1975).
10. С. Альбеверио, Ф. Гестези, Р. Хеэнг-Крон, Х. Хольден, *Решаемые модели в квантовой механике*, Мир, Москва (1991).
11. В. А. Гейлер, В. А. Маргулис, И. И. Чучаев, *ФТТ* **37**, 837 (1995).
12. А. М. Косевич, Л. В. Танатаров, *ФТТ* **6**, 3423 (1964).
13. Э. П. Батака, А. М. Ермолаев, *Изв. вузов. Физика*, № 1, 111 (1983).
14. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985).
15. В. М. Гохфельд, М. И. Каганов, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **12**, 1173 (1986).
16. В. Г. Песчанский, Х. Кхеир Бек, С. Н. Савельева, *ФНТ* **18**, 1012 (1992).
17. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, *Методы квантовой теории поля в статистической физике*, Физматгиз, Москва (1962).
18. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* **92**, 2245 (1987).
19. K. W. Chiu and J. J. Quinn, *Phys. Rev.* **B9**, 4724 (1974).

The high-frequency conductivity tensor of two-dimensional electron gas with impurity states of electrons in a magnetic field

N. V. Gleizer and A. M. Ermolaev

I. M. Lifshitz's method of local perturbations is used to study the properties of a two-dimensional electron-impurity system in a quantizing magnetic field perpendicular to the plane of electron motion. The tensor of the high-frequency conductivity of the system is calculated within the model of independent impurity point atoms taking into account the impurity states of the electrons and the spatial dispersion. The dissipative part of the conductivity has narrow maxima at the frequencies of the electron transitions between the Landau levels and local levels induced by the electromagnetic field. In the absence of a magnetic field the maxima merge producing a wide maximum which is above the threshold frequency of the electron transitions from the local levels to the band. The maxima are calculated numerically for semiconductor structures with two-dimensional electron gas.