УДК 621.315

РАССЕЯНИЕ СВЕТА СЛАБОЗАТУХАЮЩИМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ПЛАЗМОНАМИ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

И. П. Ипатова, А. Ю. Маслов

Теоретически исследованы спектр и затухание коллективных возбуждений электронной плазмы в квантовых ямах и сверхрешетках при заполнении электронами нескольких уровней размерного квантования. Показано, что при изменении концентрации электронов частота внутриуровневых плазменных колебаний может оказаться ниже порога затухания Ландау. Определены условия слабого затухания таких возбуждений. Найдено сечение рассеяния света слабозатухающими плазмонами акустического типа. Полученные результаты применены для интерпретации имеющихся экспериментальных данных.

В последнее время большое внимание уделяется теоретическому и экспериментальному исследованию возбуждений электронной плазмы в квантовых ямах и сверхрешетках. Особенность таких систем заключается в том, что движение электронов внутри квантовых ям оказывается двумерным, а кулоновское взаимодействие между электронами трехмерным. Поэтому спектр плазменных колебаний в сверхрешетке, определяемый и характером движения электронов, и их взаимодействием, отличается от спектра как чисто двумерных, так и трехмерных плазмонов.

В экспериментальных работах [1-4] изучены спектры рассеяния света на внутриуровневых колебаниях электронной плазмы в сверхрешетках. Экспериментально получены законы дисперсии $\omega=\omega(q)$ для возбуждений такого типа, где $\mathbf{q}=(\mathbf{k}_I-\mathbf{k}_s)_\rho$ — переданный при рассеянии волновой вектор в направлении вдоль слоев сверхрешетки. В области достаточно малых значений q этот закон дисперсии имеет вид

$$\omega = sq, \tag{1}$$

причем скорость волн s определяется концентрацией электронного газа и геометрическими размерами сверхрешетки.

Известно, что закон дисперсии (1) характерен для многокомпонентной плазмы, в которой заряженные носители разного сорта взаимно экранируют друг друга [5, § 35]. В теоретических работах [6-9] показано, что совокупность электронов в нескольких потенциальных ямах также представляет собой специфическую многокомпонентную плазму, в которой взаимодействие электронов, расположенных в разных ямах, приводит к появлению плазменных колебаний акустического типа с законом дисперсии (I). Определены также условия, при которых эти возбуждения могут переходить в трехмерные или чисто двумерные плазменные колебания. При этом теоретически исследовались только такие возбуждения, которые имеют частоты выше порога затухания Ландау $\omega > qv_F$, где v_F — фермиевская скорость двумерных электронов в яме.

В экспериментах [4] наблюдался ряд линий рассеяния, соответствующих таким акустическим плазмонам. Среди них была линия рассеяния, обозначенная в этой работе 0, энергия которой попадает в область сильного затухания Ландау. Такое возбуждение, вообще говоря, не должно наблюдаться экспериментально.

В настоящей работе показано, что при наличии в квантовой яме нескольких заселенных уровней размерного квантования, каждому уровню можно поставить в соответствие свой порог затухания Ландау. Для данного конкретного уровня энергия внутриуровневого плазменного возбуждения лежит всегда выше соответствующего порога затухания Ландау, но при этом она может оказаться ниже порогов затухания Ландау других уровней. Определен интервал концентраций, когда энергия акустического плазмона верхнего заселенного уровня лежит немного выше своего порога затухания Ландау и далеко от порогов затухания других уровней. В этом случае сечение рассеяния света такими плазмонами имеет форму слабо искаженного лоренцева контура с уширением, зависящим от степени заселения верхнего уровня. Полученные результаты сопоставляются с данными эксперимента [4].

1. Акустические плазмоны в отдельной квантовой яме

Рассмотрим систему электронов в отдельной потенциальной яме шириной L, где движение электронов поперек ямы (вдоль оси Oz) квантовано. Пусть полная равновесная концентрация электронов в яме N такова, что при нулевой температуре заселено k нижних уровней размерного квантования. При этом полная концентрация электронов $N(\rho, z)$ записывается в следующем виде:

$$N(\rho, z) = \sum_{i=1}^{k} n_i(\rho)\, |\Psi_i(z)|^2, \tag{2}$$

где n_i — двумерная концентрация электронов на i-м уровне, Ψ_i — волновая функция поперечного движения.

Сечение рассеяния фотона с волновым вектором $\mathbf{k}_I$, частотой ω_I и поляризацией $\mathbf{e}_I$ в состояние с волновым вектором $\mathbf{k}_s$, частотой ω_s и поляризацией $\mathbf{e}_s$ для изотропного параболического закона дисперсии электронов определяется обычным выражением [10, § 119]

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega_I}{\omega_s} \frac{e^4 |(\mathbf{e}_I \mathbf{e}_s)|^2}{2\pi m^2 c^4} \int_0^\infty dt \left\langle N_{\mathbf{q},\, q_z}(t)\, N_{-\mathbf{q},-q_z}(0)\right\rangle. \tag{3}$$

Здесь $\omega = \omega_I - \omega_s$, $\mathbf{q} = (\mathbf{k}_I - \mathbf{k}_s)_\rho$, $q_z = (\mathbf{k}_I - \mathbf{k}_s)_z$, $N_{\mathbf{q},\, q_z}$ — Фурье-преобразование от выражения (2), m — эффективная масса электрона.

Входящий в (3) коррелятор $\langle N_{\mathbf{q},\, q_z}(t)\, N_{-\mathbf{q},\,-q_z}(0)\rangle$ удобно выразить через обобщенную восприимчивость $\alpha(\mathbf{q}, \mathbf{q}_z, \omega)$ для системы электронов по отношению к внешнему воздействию вида

$$U = U(\mathbf{q}, q_z, \omega) \exp i(\mathbf{q}\rho + q_z z - \omega t). \tag{4}$$

По определению [5, § 19], обобщенная восприимчивость $\alpha(\mathbf{q}, q_z, \omega)$ связывает изменение полной плотности электронов $\delta N_{\mathbf{q},\, q_z,\, \omega}$ с возмущением (4)

$$\delta N_{\mathbf{q},\, q_z,\, \omega} = \alpha(\mathbf{q}, q_z, \omega)\, U(\mathbf{q}, q_z, \omega), \tag{5}$$

при этом сечение рассеяния (3) выражается через $\alpha(\mathbf{q}, q_z, \omega)$ следующим образом:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right) \frac{\hbar}{2\pi} \frac{\omega_I}{\omega_s} \frac{|(\mathbf{e}_I \mathbf{e}_s)|^2 \operatorname{Im} \alpha(\mathbf{q}, q_z, \omega)}{1 - \exp(-\hbar\omega/T)}. \tag{6}$$

Для вычисления $\alpha(\mathbf{q}, \mathrm{q}_z, \omega)$ учтем, что обычно в эксперименте плазменные колебания в структурах с квантовыми ямами наблюдаются при высоких значениях подвижности электронов $\mu \geqslant 10^5$ см^2/В·с. В структурах на основе системы GaAs—AlGaAs это соответствует значениям времени свободного пробега $\tau > 4 \cdot 10^{-12}$ с. Поэтому для частот колебаний $\omega > 10^{12}$ с$^{-1}$, соответствующих экспериментальным данным, выполняется условие

$$\omega\tau \gg 1, \tag{7}$$

которое позволяет использовать бесстолкновительное приближение.

В области низкочастотных внутриуровневых колебаний, энергия которых много меньше расстояния между уровнями

$$\hbar\omega \ll \hbar^2/mL^2, \tag{8}$$

переходы электронов между различными уровнями размерного квантования несущественны. При этом поведение системы можно описать с помощью кинетических уравнений для функций распределения f_i двумерных электронов на каждом уровне. При выполнении неравенства (8) эти уравнения следует усреднить по «быстрому» поперечному движению электронов с соответствующими волновыми функциями $\Psi_i(z)$ и рассматривать «медленное» продольное движение в яме.

Система кинетических уравнений при наличии внешнего электрического поля имеет вид

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathrm{v}\frac{\partial f_i}{\partial \rho} + e\mathrm{E}\frac{\partial f_i}{\partial \mathbf{p}} = 0, \quad i = 1,\ 2 \ldots k. \tag{9}$$

Записывая f_i в виде $f_i = f_{i0} + \delta f_i$, где f_{i0} — равновесная функция распределения, δf_i — малая добавка, и переходя к Фурье-образам, получим

$$i(\omega - \mathbf{q}\mathrm{v})\,\delta f_i - e\mathrm{E}\frac{\partial f_{0i}}{\partial \mathbf{p}} = 0. \tag{10}$$

Электрическое поле E в (10) состоит из внешнего поля, связанного с возмущением (4), и из кулоновского поля, возникающего за счет изменения плотности электронов δN. В длинноволновом пределе, когда выполнено условие квазиклассичности

$$q \ll p_F/\hbar \sim n^{1/2}, \tag{11}$$

кулоновское поле связано с δN уравнением Пуассона. При этом полное поле имеет вид

$$\mathrm{E} = iq\frac{U(\mathbf{q},\ q_z,\ \omega)}{e} + \frac{2\pi e}{\varkappa q}\mathbf{q}\int dz' e^{-q|z-z'|}\sum_{j=1}^{k}|\Psi_j(z')|^2\,\delta n_j, \tag{12}$$

$$\delta n_i = 2\int\frac{\delta f_i d^2 p}{(2\pi\hbar)^2}, \tag{13}$$

$\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость решетки.

Подставим (12) в (10) и усредним по поперечному движению. Получим

$$(\omega - \mathbf{q}\mathrm{v})\,\delta f_i + \frac{2\pi e^2}{\varkappa q}\sum_{j=1}^{k}\delta n_j J_{ij}\mathbf{q}\frac{\partial f_{0i}}{\partial \mathbf{p}} = U(\mathbf{q},\ q_z,\ \omega)\,\mathbf{q}\frac{\partial f_{0i}}{\partial \mathbf{p}}, \tag{14}$$

где интегралы перекрытия J_{ij} для различных уровней равны

$$J_{ij} = \iint dz dz'\,|\Psi_i(z)|^2\,|\Psi_j(z')|^2\,e^{-q|z-z'|}. \tag{15}$$

Интегрируя (14), получим уравнение для δn_i из (13)

$$\delta n_i + \frac{2\pi e^2}{\varkappa q}\Pi_i\sum_{j=1}^{k}J_{ij}\delta n_j = U(\mathbf{q},\ q_z,\ \omega)\,\Pi_i. \tag{16}$$

Здесь введен поляризационный оператор Π_i, равный

$$\Pi_i = 2 \int \frac{d^2 p}{(2\pi\hbar)^2} \frac{\partial f_{0i}}{\partial \varepsilon} \frac{\mathbf{qv}}{\omega - \mathbf{qv} + i\delta}. \quad (17)$$

Решение системы однородных линейных уравнений (16) имеет вид

$$\delta n_i = U(\mathbf{q}, q_z, \omega) \frac{D^{(i)}}{D}, \quad (18)$$

где D есть определитель вида

$$D = \| \delta_{jl} + J_{jl} \Pi_j 2\pi e^2 / \varkappa q \|,$$
$$D^{(i)} = \| \delta_{jl} + J_{jl} \Pi_j 2\pi e^2 / \varkappa q (1 - \delta_{ij}) + \Pi_j \delta_{ij} \|.$$

Отсюда для обобщенной восприимчивости $\alpha(\mathbf{q}, q_z, \omega)$ получим, согласно (2) и (5),

$$\alpha(\mathbf{q}, q_z, \omega) = \frac{\sum_{i=1}^{k} D^{(i)} \int dz e^{iq_z z} |\Psi_i(z)|^2}{D}. \quad (19)$$

Спектр коллективных возбуждений рассматриваемой системы определяется полюсами $\alpha(\mathbf{q}, q_z, \omega)$, т. е. условием

$$D = \det \left\| \delta_{jl} + \frac{2\pi e^2}{\varkappa q} J_{jl} \Pi_j \right\| = 0. \quad (20)$$

В общем случае уравнение (20) имеет k различных решений, причем k—1 из них соответствует акустическим плазмонам с законом дисперсии (1) и различными значениями скоростей s. Помимо решений акустического типа всегда имеется незатухающее квазидвумерное решение с законом дисперсии $\omega \sim \sqrt{q}$. Для случая $k=2$ это решение исследовано в работе [7].

Нас интересуют самые низкочастотные возбуждения типа акустических плазмонов. Найдем условия слабого затухания такого плазмона.

Пусть электроны находятся только на двух уровнях размерного квантования. Концентрации электронов на этих уровнях обозначим n_1 и n_2 и будем считать, что выполняется условие слабого заполнения верхнего уровня

$$n_2 \ll n_1. \quad (21)$$

Для двух заселенных уровней (20) имеет вид

$$1 + \frac{2\pi e^2}{\varkappa q} (J_{11}\Pi_1 + J_{22}\Pi_2) + \left(\frac{2\pi e^2}{\varkappa q}\right)^2 \Pi_1 \Pi_2 (J_{11} J_{22} - J_{12} J_{21}) = 0. \quad (22)$$

В области достаточно малых значений q, таких, что

$$qL \ll 1, \quad (23)$$

где L — поперечный размер ямы, интегралы перекрытия J_{ij} можно разложить в ряд

$$J_{ij} = 1 + a_{ij}(qL) + \ldots, \quad (24)$$

где a_{ij} — численные коэффициенты, определяемые конкретным видом волновых функций поперечного движения $\Psi_i(z)$. Для полностью вырожденного электронного газа поляризационные операторы Π_i (17) равны

$$\Pi_i = \frac{m}{2\pi\hbar^2} \left(1 - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - q^2 v_{Fi}^2}}\right), \quad (25)$$

v_{Fi} — фермиевская скорость электронов на i-м уровне. Подставляя (24) и (25) в (22), получим дисперсионное уравнение

$$c^{(2)} \frac{L}{a} \left(1 - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - q^2 v_{F1}^2}}\right) \left(1 - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - q^2 v_{F2}^2}}\right) + 2 -$$

$$-\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2-q^2v_{F1}^2}}-\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2-q^2v_{F2}^2}}=0, \qquad (26)$$

где $a=\hbar^2\varkappa/me^2$ — боровский радиус электрона, $c^{(2)}=a_{11}+a_{22}-a_{12}-a_{21}$. Подставляя (1) в (26), видим, что уравнение (26) после такой подстановки не содержит зависимости от q и, следовательно, скорость s не зависит от q. Таким образом, (26) действительно имеет решение типа акустического плазмона, причем в различных потенциальных ямах могут реализовываться разные виды таких плазмонов. В достаточно широких ямах, таких, что

$$L/a \gg n_1/n_2 \gg 1, \qquad (27)$$

скорость s оказывается больше v_{F1}. Для таких возбуждений затухание Ландау отсутствует. Плазмоны такого типа теоретически исследованы в работе [7].

В более узких потенциальных ямах скорость волны s попадает в интервал между фермиевскими скоростями первого и второго уровней. Этот интервал является достаточно широким вследствие условия (21). Для того чтобы затухание Ландау таких возбуждений было мало, должно выполняться условие

$$v_{F2} < |s| \ll v_{F1}. \qquad (28)$$

С учетом (28) получим из (26)

$$s=\frac{2+c^{(2)}\frac{L}{a}}{\sqrt{3+2c^{(2)}\frac{L}{a}}}v_{F2}-i\,\frac{\left(2+c^{(2)}\frac{L}{a}\right)\left(1+c^{(2)}\frac{L}{a}\right)}{\left(3+2c^{(2)}\frac{L}{a}\right)^2}\frac{v_{F2}^2}{v_{F1}}\equiv s_1-is_2. \qquad (29)$$

При выполнении условия (28) из (29) следует, что $s_2 \ll s_1$, т. е. волна действительно затухает слабо.

Запишем условие слабого затухания (28) через концентрации электронов n_1 и n_2. Подставляя s из (29) в (28), получим

$$\frac{n_1}{n_2}\gg\frac{\left[2+c^{(2)}\frac{L}{a}\right]^2}{3+2c^{(2)}\frac{L}{a}}. \qquad (30)$$

Из (30) видно, что для достаточно узких потенциальных ям, ширина которых $L \lesssim a$, условие слабого затухания (28) совпадает с (21). В случае широких ям, у которых $L \gg a$, возбуждения оказываются слабозатухающими при выполнении более жесткого условия

$$n_1/n_2 \gg L/a. \qquad (31)$$

Таким образом, в узких потенциальных ямах шириной $L \lesssim a$ могут реализовываться только слабозатухающие акустические плазмоны. В широких ямах с $L \gg a$ могут возникать либо слабозатухающие, либо незатухающие плазмоны в зависимости от того, какому неравенству удовлетворяет соотношение концентраций n_1 и n_2 — (31) или (27).

Если электроны заселяют более двух уровней размерного квантования, то общее выражение для скорости s акустических плазмонов, получаемое из (20), становится достаточно громоздким. Однако условия существования слабозатухающих акустических плазмонов в яме качественно не меняются. В случае узких и широких потенциальных ям они определяются неравенствами (21) или (31) соответственно, если в них в качестве n_2 подставить концентрацию электронов на верхнем из заселенных уровней, а в качестве n_1 концентрацию на любом из нижележащих уровней. В предельных случаях можно получить для скорости s точные выражения.

Для узких ям, когда $L \leqslant a$, из (20) получим

$$s = \frac{k}{\sqrt{k^2-1}} v_{Fk} - i \frac{k}{(k^2-1)^2} v_{Fk}^2 \sum_{l=1}^{k-1} \frac{1}{v_{Fl}}, \tag{32}$$

где k — число заселенных уровней. При этом каждый из нижних уровней дает вклад в затухание, однако основной вклад определяется электронами второго сверху уровня, концентрация которых, а значит, и фермиевская скорость наименьшие.

В противоположном случае широких ям ($L \gg a$) получим

$$s = c^{(k)} \sqrt{\frac{L}{a}} v_{Fk} - i v_{Fk}^2 \sum_{l=1}^{k-1} \frac{c_l^{(k)}}{v_{Fl}}, \tag{33}$$

где численные коэффициенты $c^{(k)}$, $c_l^{(k)}$ выражаются через определенные интегралы от волновых функций поперечного движения электронов с различных уровней размерного квантования.

Линейная зависимость ω (q) (1) соответствует длинноволновому пределу закона дисперсии. С увеличением q зависимость $\omega(q)$ будет отклоняться от линейной. Это отклонение определяется теми слагаемыми, которые были отброшены при переходе от точного уравнения (22) к приближенному (26), а также взаимодействием внутри- и межуровневых плазмонов, которым мы пренебрегали по параметру (8). Заметное отклонение зависимости $\omega(q)$ от линейной должно возникать при значениях q порядка $[\max\{a, L\}]^{-1}$. Отметим, что для идеального электронного газа, в котором $na^2 > 1$, всюду в области линейной зависимости $\omega(q)$ условие квазиклассичности (11) выполняется автоматически.

2. Слабозатухающие акустические плазмоны в сверхрешетке

Для сопоставления полученных выше результатов с экспериментом необходимо обобщить их на случай электронов в системе потенциальных ям, составляющих сверхрешетку.

Рассмотрим легированную полупроводниковую решетку, представляющую собой последовательность периодически расположенных потенциальных ям с шириной L, разделенных барьерами шириной L_1. Будем считать, что барьеры достаточно широкие, так что туннелирование электронов между ямами можно не учитывать. Пусть концентрация электронов во всех ямах одинакова и электроны в равновесии заселяют k уровней размерного квантования. В этом случае для вычисления спектра плазменных колебаний систему уравнений (9) следует написать для электронов в каждой потенциальной яме. В электрическое поле (12) теперь дают вклад электроны не только своей, но и всех остальных потенциальных ям. Проведя вычисления, аналогичные проделанным выше, и учитывая периодичность сверхрешетки, получим, что при этом уравнение для определения спектра плазменных колебаний отличается от (20) тем, что в него вместо J_{ij} следует подставить новые величины J'_{ij}, равные

$$J'_{ij} = J_{ij} + \frac{1}{2}[J_i(q) J_j(-q) + J_i(-q) J_j(q)] \frac{\cos q_z(L+L_1) - e^{-q(L+L_1)}}{\operatorname{ch} q(L+L_1) - \cos q_z(L+L_1)} +$$
$$+ \frac{i}{2}[J_i(q) J_j(-q) - J_i(-q) J_j(q)] \frac{\sin q_z(L+L_1)}{\operatorname{ch} q(L+L_1) - \cos q_z(L+L_1)}, \tag{34}$$

$$J_i(q) = \int dz e^{qz} |\Psi_i(z)|^2, \tag{35}$$

интегрирование в (35) ведется по ширине одной потенциальной ямы. Последнее слагаемое в (34) отлично от нуля только для несимметричных потенциальных ям.

Помимо зависимости от волнового вектора q, лежащего в плоскости слоев сверхрешетки, в (34) имеется также зависимость от проекции волнового вектора на направление, перпендикулярное слоям, т. е. от q_z. В решетках с конечным числом периодов, равным M, имеется дискретный набор из M различных возможных значений q_z [11]. Каждому значению q_z соответствует в общем случае k различных решений уравнения (20).

Когда электроны заселяют только один уровень размерного квантования, при переходе от отдельной потенциальной ямы к сверхрешетке существенно меняется закон дисперсии плазмонов в длинноволновом пределе [8, 9]. Это связано с дополнительным экранированием плазменных колебаний электронами, расположенными в различных потенциальных ямах. Известные результаты для закона дисперсии плазмонов в этом случае получаются из уравнения (20) с учетом (34) в первом порядке по параметру (23); учет следующих членов разложения позволяет найти поправки по этому параметру.

Влияние потенциала сверхрешетки на изучаемые нами слабозатухающие акустические плазмоны оказывается менее существенным. Эти возбуждения представляют собой противофазные колебания электронов, расположенных на разных уровнях размерного квантования, которые почти полностью экранируют друг друга. Поэтому учет дополнительного экранирования электронами из разных потенциальных ям в сверхрешетке на эти возбуждения влияет слабо. Расчеты показывают, что в первом порядке по параметру (23) закон дисперсии (1) и скорость s не изменяются. Влияние разных потенциальных ям друг на друга возникает лишь в следующих порядках по параметру (23) и сводится к тому, что поправки к линейному закону (1) могут возникать при меньших значениях q, а именно при

$$q \simeq q_m = [\max\{a,\ L + L_1\}]^{-1}. \tag{36}$$

3. Обсуждение результатов

Найдем сечение рассеяния света рассмотренными выше слабозатухающими колебаниями электронной плазмы. Для этого подставим (29) в (19), а результат в (6). Полагая во всех нерезонансных множителях $\omega = s_1 q$, получим

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 (qa)^2 \frac{qs_1qs_2}{(\omega - qs_1)^2 + (qs_2)^2} A(q_z). \tag{37}$$

Зависимость от q_z в (37) входит только в медленно меняющийся множитель $A(q_z)$. Из (37) видно, что контур рассеяния имеет слегка искаженную лоренцеву форму, причем его полуширина, равная qs_2, зависит от концентрации электронов на верхнем заселенном уровне.

Для определения возможности экспериментального наблюдения данного типа колебаний сравним интенсивность полученного сечения с интенсивностью сечения рассеяния $d^2\sigma_0$ на плазменных колебаниях акустического типа, в которых все электроны в каждой яме колеблются в фазе. Именно такие колебания наблюдались экспериментально в работах [1-4]. Энергия этих возбуждений лежит выше порога затухания Ландау, и потому их полуширина определяется столкновениями электронов. Сравнивая величины сечений в максимумах соответствующих линий рассеяния, получим

$$\frac{d^2\sigma}{d^2\sigma_0} = \frac{a}{l_0}\frac{s_1}{s_2}, \tag{38}$$

где l_0 — длина свободного пробега электрона. Отношение (38) представляет собой произведение двух величин, первая из которых, согласно (7), много меньше единицы, а вторая, согласно (21), много больше единицы. Поэтому интенсивности линий рассеяния на возбуждениях этих двух типов могут быть в принципе одного порядка.

В работе [4] экспериментально обнаружена дополнительная линия рассеяния, энергетическое положение, поляризация и закон дисперсии которой совпадают с полученными нами результатами. Применим нашу формулу (29) для описания потенциальной ямы с параметрами из работы [4] ($L=500$ Å, $a \simeq 100$ Å, $E_F \ll U_0$, где U_0 — глубина потенциальной ямы. При этом коэффициент $c^{(2)}$ можно определить в приближении прямоугольной потенциальной ямы с бесконечно высокими стенками; он оказывается равным $c^{(2)}=5/16\pi^2$). Получим, что отношение концентраций электронов на первом и втором уровнях, определенное по положению пика рассеяния, равно $n_2/n_1=0.18$. Такая малая заселенность второго уровня может объяснить отсутствие связанных с ним шубниковских осцилляций, отмеченное в [4].

Для наблюдения рассмотренных в работе слабозатухающих плазменных колебаний акустического типа требуется достаточно низкая температура, при которой реализуется вырождение электронного газа на верхнем уровне

$$T \ll F_{F2} = \frac{\pi \hbar^2}{m} n_2. \tag{39}$$

При значениях $n_2 \approx 10^{11}$ см$^{-2}$ это условие соответствует температуре $T \ll 30$ K. С повышением температуры коллективные возбуждения начинают эффективно распадаться на одночастичные за счет взаимодействия с электронами из хвоста функции распределения. Это приводит к появлению большого затухания Ландау и, следовательно, к температурному гашению рассмотренной линии рассеяния. Эффект температурного гашения можно использовать для идентификации рассмотренного в настоящей работе типа возбуждений электронной плазмы в полупроводниковых сверхрешетках.

Литература

[1] *Olego D., Pinczuk A., Gossard A. C., Wiegmann W.* Phys. Rev. B, 1982, vol. 25, N 12, p. 7867—7870.
[2] *Sooryakumar R., Pinczuk A., Gossard A., Wiegmann W.* Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 4, p. 2578—2580.
[3] *Pinczuk A., Lamont M. G., Gossard A. C.* Phys. Rev. Lett., 1986, vol. 56, N 19, p. 2092—2095.
[4] *Fasol G., Mestres N., Hughes H. P.* et al. Phys. Rev. Lett., 1986, vol. 56, N 23, p. 2517—2520.
[5] *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
[6] *Fetter A. L.* Ann. Phys. (N. Y.), 1974, vol. 88, N 1, p. 1—25.
[7] *Витлина Р. З., Чаплик А. В.* ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 3 (9), с. 1011—1021.
[8] *Das Sarma S., Quinn J. J.* Phys. Rev., B, 1982, vol. 25, N 12, p. 7603—7618.
[9] *Bloss W. L., Brody E. M.* Sol. St. Commun., 1982, vol. 43, N 7, p. 523—528.
[10] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
[11] *Jain J. K., Allen P. B.* Phys. Rev. Lett., 1985, vol. 54, N 22, p. 2437—2440.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
12 мая 1988 г.