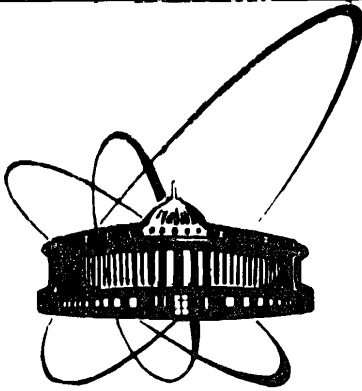


87-622



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

M715

P17-87-622

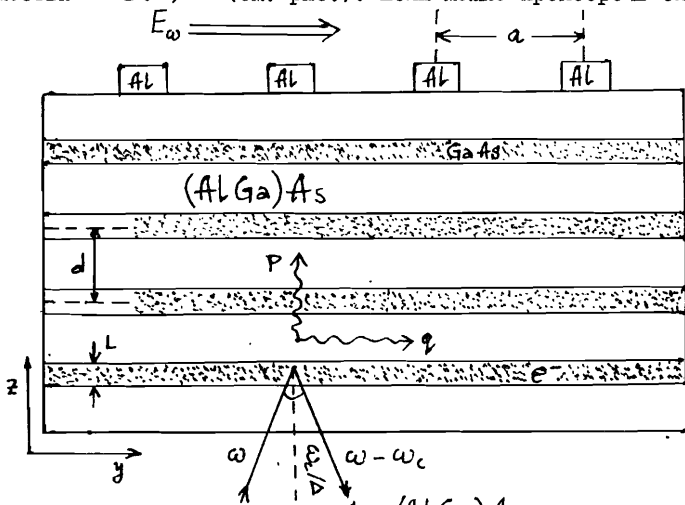
Т.М. Мишонон

ЭФФЕКТЫ ЗАПАЗДЫВАНИЯ
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Направлено в журнал "Zeitschrift fur Physik"

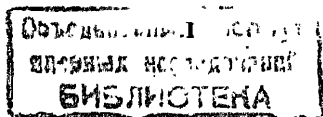
1987

Модель. Поляритонный спектр в полупроводниковых сверхрешетках типа $GaAs-(AlGa)As$ ^{/1,2/} хорошо описывается в модели слоистой плазмы ^{/3/} (см. также и ^{/4/}), где тонкие двумерные электронные слои помещены в объем изотропного диэлектрика с проницаемостью $\epsilon(\omega)$ (см. рис.). Если можно пренебречь электронным



Сверхрешетка $GaAs-(AlGa)As$ с электромагнитно взаимодействующими инверсными слоями, показаны как AL грейтинг, так и геометрия рассеяния назад для комбинационного рассеяния света.

туннелированием между слоями, то дисперсия $\omega(p, q)$ (где ω - частота, p - перпендикулярная к слоям компонента волнового вектора, $q = (q_x, q_y)$ - параллельная) определяется решением секулярного уравнения ^{/5/} - аналогом уравнения Френеля в оптике



$$\det [1_{3 \times 3} - VP] = 0, \quad (I)$$

где $V = (2\pi/q) SP_1$

$Q = \begin{cases} (q^2 - q_0^2)^{1/2} g_{11} & q^2 > q_0^2 \equiv \omega^2 \varepsilon(\omega) / c^2, \\ -i\tilde{Q}, & \text{где } \tilde{Q} = (q_0^2 - q^2)^{1/2} g_{11} & q_0^2 > q^2 \end{cases}$
и $S = sh Qd / (ch Qd - \cos pd)$ - структурный фактор сверхрешетки, полученный диагонализацией секулярного уравнения по индексу слоя. Для конечной системы из N слоев в бесконечном диэлектрике, $S(q, p)$ - собственные значения матрицы^{/3/}

$$S_{m,n} = e^{-Qd} |m=n|; \quad m, n = 1, \dots, N \gg 1,$$

например, для системы из двух слоев

$$S = 1 \pm e^{-Qd}.$$

Проекционная матрица

$$P_1 = \begin{bmatrix} 1 - q_1^2/q_0^2 & -q_1 q_2/q_0^2 & -iQ q_1/q_0^2 \\ -q_2 q_1/q_0^2 & 1 - q_2^2/q_0^2 & -iQ q_2/q_0^2 \\ -iQ q_1/q_0^2 & -iQ q_2/q_0^2 & q^2/q_0^2 \end{bmatrix}$$

имеет собственные значения $\lambda_{1,2} = 1$, $\lambda_3 = 0$, а поляризационный оператор Π описывает отклик двумерной плотности тока j на флуктуации вектор-потенциала

$$(j/c) = \Pi A.$$

Электромагнитный пропагатор между слоями один и тот же, и классификация поляритонов проводится в соответствии со свойствами поляризуемости инверсных электронных слоев в разных физических условиях.

2. Укороченный определитель поляритонов

Для иллюстративных целей ограничимся только простым случаем так называемой сверхрешетки I рода, содержащей только один инверсный слой в элементарной ячейке.

Плазмон. Для малых значений волнового вектора $q \ll n^{1/2}$ (где, n - двумерная плотность электронов инверсного слоя), которая можно получить с помощью техники грейтинга^{/6/} или оптическим ме-

тодом комбинационного рассеяния^{/1/}, поляризационный оператор практически локальный. Его быструю асимптотику при $\omega/q \gg \langle v \rangle$ (где $\langle v \rangle$ - типичная скорость движения электронов инверсного слоя, например скорость Ферми при низких температурах) можно получить в длинноволновом гидродинамическом пределе $q \ll n^{1/2}$, решая уравнения Ньютона для каждого типа носителей. Свободное движение электронов в плоскости слоев (x, y)

$$m \ddot{x} = e E = -e \dot{A}/c$$

(где $(\dot{}) = -i\omega()$) дает ток $j = nev = -ne^2 \dot{A}/c$, и для поляризационного оператора получаем

$$\Pi = -\Lambda^{-1} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где $\Lambda = mc^2/ne^2$,

m - эффективная масса движения в плоскости слоя,

c - скорость света,

e - заряд электрона.

В физике тонких сверхпроводящих пленок параметр Λ , имеющий размерности длины, представляет собой радиус экранировки двумерного вихря^{/7/} и, например, вблизи температуры перехода Костерлица-Таулеса^{/8/} имеет величину порядка 1 см, как и для типичных инверсных слоев.

Собственное значение $\mu_1 = -Q^2/q_0^2$ (2×2) блока $P_3 = 1 - q_0 q / q_0^2$ матрицы P_1 дает известное^{/3/} выражение для плазменной дисперсии в слоистой плазме (3) $q_{0,pl}^2 = 2\pi \Lambda^{-1} Q S$.

Эта дисперсия описывает продольные колебания плазмы, что наиболее просто увидеть при выборе системы координат $(q_x, q_y) = (q, 0)$. Для типичных значений параметров полупроводниковых сверхрешеток (см., например,^{/1/} $Q\Lambda \gg 1$, что ведет к условию $q_0 \ll q$, откуда для плазменной частоты получаем

$$\omega_{pl}^2(p, q) = (\Omega_{pl}^2/2) \frac{qd \, sh \, qd}{ch \, qd - \cos \, pd}$$

Переход к длинноволновому пределу $q, p \ll d^{-1}$ дает^{/9/}

$$\omega_{pl}^2 = \Omega_{pl}^2 \sin^2 \theta, \quad (4a)$$

где

$$\Omega_{pl}^2 = 4\pi(n/d)e^2/m\varepsilon \quad \text{есть}$$

обычная трехмерная плазменная частота, образованная из средней обмен-
ной плотности электронов (n/d), а θ - угол между направлением
распространения волн и осью z ,

$$\sin^2 \theta = q^2 / (q^2 + p^2).$$

Делая в (3) аналитическое продолжение $Q \rightarrow -i\tilde{Q}$, получаем но-
вую ветвь, для которой существенны эффекты запаздывания

$$\omega_{\tilde{y}}^2 = -(\Omega_{pl}^2 / 2) \frac{\tilde{Q}d \sin \tilde{Q}d}{\cos \tilde{Q}d - \cos pd}, \quad (46)$$

что в длинноволновом пределе $q, p \ll d^{-1}$, $\omega \sqrt{\epsilon} / c$ при
 $\omega \approx \Omega_{pl}$ переходит в известное выражение для поперечных колеба-
ний плазмы $/I4/$

$$\omega_{\tilde{y}}^2 = \Omega_{pl}^2 + c^2 p^2.$$

Выпадение члена $c^2 q^2$, как и множителя $\sin^2 \theta$, в (4) связано с
анизотропным (двумерным) движением носителей.

Другое собственное значение матрицы P_3 дает

$$\cos pd - \cos \tilde{Q}d = 2\pi [d/\Lambda] (\sin(\tilde{Q}d) / \tilde{Q}d) = 0.$$

Для одиночного слоя $S = I$ о распространении волн нельзя говорить,
однако для сверхрешетки при $p, \tilde{Q} \ll d^{-1}$ получаем

$$\epsilon \omega^2 / c^2 = p^2 + q^2.$$

Длинноволновый предел $p, \tilde{Q} \ll d^{-1}$ описывает не возмущен-
ное зарядом свободное распространение света

$$\epsilon \omega^2 / c^2 = p^2 + q^2$$

с поляризацией электрического поля в плоскости слоя, перпендикуляр-
ной к q .

Магнетоплазмон. Если учесть лоренцевскую силу и трение в
уравнении Ньютона

$$m \dot{v} = (E + v \times B / c) - m v / \tau,$$

для (x, y) блока Π получаем

$$\Pi = -\Lambda^{-1} \omega [\Omega_{pl} \sigma_x - \omega_c \sigma_y] / (\Omega_{pl}^2 - \omega_c^2), \quad (5)$$

где $\Omega_{pl} = \omega + i/\tau$,

$$\sigma_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}$$

- матрицы Паули

$$\omega_c = e B_z / mc \quad - \text{циклотронная частота,}$$

τ - время рассеяния электронов на примесях.

Для распространения волн необходимо условие $\omega_c \tau \gg 1$, и, пренеб-
регая затуханием, ограничимся в дальнейшем случае $\tau^{-1} = 0$.

Вблизи циклотронной частоты, полагая в числителе (5) $\Omega_{pl} \approx \omega_c$,
магнетоплазмонную дисперсию можно выразить через собственные
значения

$$\mu_{\pm} = \left\{ (Q^2/q_0^2 - 1) \pm \left[(Q^2/q_0^2)^2 - 6(Q^2/q_0^2) + 1 \right]^{1/2} \right\} / 2$$

матрицы $-P_3 (\sigma_x + \sigma_y)$:

$$\frac{2\pi}{\Lambda Q} S \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_c^2} \mu_{\pm} = 1.$$

Для $Q \approx q \gg q_0$ собственное значение $\mu_{\pm} \approx q^2/q_0^2 \gg 1$
дает известную магнетоплазмонную дисперсию $/I0/, /II/$

$$\omega_{mpl}^2 = \omega_c^2 + \omega_{pl}^2.$$

В противоположном пределе $q \ll q_0$, когда $Q^2/q_0^2 \approx -1$ и $\mu_{\pm} = 1 \pm \sqrt{2}$,
распространение волн снова возможно, учитывая что аналитичес-
кое продолжение (при $Q \rightarrow -i\tilde{Q}$) S/Q реально. Эти
моды описывают распространение света в магнитоактивной анизотропной
плазме

$$\omega^2 = \omega_c^2 - \mu_{\pm} \omega_{\tilde{y}}^2(p, \tilde{Q} \approx \omega \sqrt{\epsilon} / c) \rightarrow \omega_c^2 - \mu_{\pm} \Omega_{pl}^2.$$

Эта формула получена в приближении $\Omega_{pl} \ll \omega_c$.

Возвращаясь снова к условиям $q_0 \ll q$, получаем из другого
собственного значения $\mu_{\pm} \approx 1$ описание аномалии циклотронных
волн даже для отдельного слоя $S = I$

$$\frac{\omega - \omega_c}{\omega_c} \approx \frac{\pi S}{q \Lambda} \quad (6)$$

при $q \Lambda \sim 1$. Такую аномалию, как и эффекты запаздывания для
дисперсии плазмона для тонкой металлической пластинки $/6/$,

$$\omega_{pl}^2 = \frac{2\pi n e^2}{m \epsilon} Q,$$

можно наблюдать только для достаточно высоких плотностей n , для
которых параметр $\Lambda \gg 2\pi/q$ меньше размеров образца.

Геликон. Для инверсных слоев с высокой подвижностью в области частот $\gamma^{-1} \ll \omega \ll \omega_c$ из (5) получаем

$$\Pi = -\Lambda^{-1} (\omega/\omega_c) \sigma_y. \quad (7)$$

В силу общей зависимости между Π и тензором проводимости σ

$$\Pi = i \omega d / c^2 \quad (8)$$

эрмитов тензор (7) описывает бездиссипативный эффект Холла с

$$\sigma_{xy} = \Lambda^{-1} c^2 / \omega_c = \frac{h e c}{8 \pi}.$$

Эффект Фон Клитцинга^{/12/} помимо квантования σ_{xy} открывает возможность применения этой низкочастотной асимптотики вплоть до нулевой частоты. Собственные значения $\mu_{1,2} = \pm i Q / q_0$ матрицы $P_3 \sigma_y$ дают для геликонного

$$\omega/\omega_c = \frac{q_0 \Lambda}{2 \pi} (i/S') = \frac{q_0 (\cos \tilde{Q} d - \cos p d)}{2 \pi \Lambda^{-1} \sin \tilde{Q} d}.$$

Для $q \ll q_0 \ll d$ получаем^{/4/}

$$\frac{\omega}{\omega_c} = \frac{\Lambda}{\pi d} \sin^2 \frac{p d}{2},$$

что в длинноволновом пределе переходит в известный результат для геликонной дисперсии

$$\omega = \omega_c (c^2 p^2 / \Omega_{pl}^2). \quad (9)$$

Присутствие в (9) дополнительного множителя $|\cos \theta|^{-1}$ по сравнению с^{/14/} снова является следствием анизотропии сверхрешетки.

Интерсуббанд плазмон в слоистой структуре Будем считать что дисперсия интерсуббанд плазмона для единичного слоя известна^{/15/} $\omega_{01}^2(q)$ и интересоваться только эффектом электромагнитного взаимодействия между слоями.

В упрощенной модели осциллятора в z направлении^{/16/} уравнение

$$m \dot{v}_z = -m \omega_{01}^2 z + q E_z$$

дает

$$\Pi = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (-\Lambda^{-1}) \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{01}^2} f_{01},$$

где f_{01} - сила осциллятора интерсуббанд перехода. Подстановка в секулярное уравнение (I) дает

$$\omega^2 = \omega_{01}^2 + f_{01} \omega_{pl}^2 q^2 / Q^2, \quad (10a)$$

что при аналитическом продолжении переходит в

$$\omega^2 = \omega_{01}^2 + f_{01} \omega_{pl}^2 q^2 / (-\tilde{Q}^2). \quad (10b)$$

Для электростатического случая $q_0 \ll q$ при практически параллельных слоях распространения интерсуббанд плазмона $p \ll q$ возникает максимальное смещение^{/16,17/}

$$\omega^2 = \omega_{01}^2(q) + \Omega_{pl}^2 f_{01}. \quad (10c)$$

Ветвь с существенным запаздыванием (10b) описывает гибридизацию света с дипольными электронными переходами.

Модель слоистого металла.

Переход к классической механике^{/18/} для этих поперечных по отношению к слоям интерсуббанд колебаний электронов осуществляется, когда заполнено большое количество состояний в модели бесконечной потенциальной ямы ширины L , подходящей для описания сверхрешетки $GaAs-(AlGa)As$ ^{/1,2/}, как и недавно обсуждаемой модели слоистого диэлектрика^{/19/}. Как следствие кулоновского отталкивания между электронами при переходе к классической механике остается только один электронный переход при плазменной частоте этой тонкой металлической пластинки

$$\Omega_{pl}^2 = \frac{4 \pi (n/l) e^2}{m \epsilon}.$$

электромагнитные свойства такой слоистой системы впервые исследовались Таммом и Гинзбургом^{/20/}.

Для поляризационного оператора

$$\Pi = -\Lambda^{-1} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \Omega_{pl}^2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} - \Lambda^{-1} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (II)$$

изотропность длинноволновой дисперсии восстанавливается при $d=L$, $\Omega_{pl} = \Omega_{pl}$, как и должно быть когда сплошной металл заполняет все пространство. Нужно подчеркнуть, однако, что соотношение (II) справедливо, пока L намного меньше толщины скин-слоя и в (x, y) блока Π участвуют все незранированные электроны слоев толщины L .

3. Обсуждение

Электростатические моды, как плазмоны так и магнетоплазмоны, можно получить из более простого уравнения

$$1 - V_{oo} \Pi_{oo} = 1, \quad V_{oo} = (2 \pi / Q) S.$$

Отклик двумерной плотности заряда на флуктуации потенциала и другие компоненты Π , входящие в соотношения

$$\rho = \Pi_{00} \varphi, \quad \rho = \Pi_{0i} A_i, \quad (j/c)_k = \Pi_{k0} \varphi; \quad i, k = 1, 2, 3,$$

находится с помощью общих условий поперечности поляризованного оператора^{21/}

$$\Pi_{00} = -q_i \Pi_{ik} q_k / (\omega/c)^2, \quad \Pi_{0i} = q_k \Pi_{ki} / (\omega/c), \quad (12)$$

$$\Pi_{k0} = -\Pi_{ki} k_i / (\omega/c)$$

(для двумерного движения электронов $i, k = 1, 2$).

Например, феноменологический учет сопротивления по формуле Друде

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} / (1 + i/\omega\tau),$$

согласно (8), дает

$$\Pi_{00} = \frac{ne^2}{m} \left(\frac{q^2}{\omega^2} \right) / (1 + i/\omega\tau).$$

Удобство калибровки $\varphi = 0$ для нерелятивистских твердотельных задач состоит в однозначности вычисления как электростатических мод, так и мод типа геликонов, для которых эффекты запаздывания существенны. Получение "запаздывающих" поляритонов $q_0 < q$ с помощью аналитического продолжения "пространственного" режима $q_0 > q$ полезно в методическом отношении.

Для комбинационной спектроскопии рассеяния света большие фазовые скорости в плоскости слоев $\omega/q \sim c$ получаются при перпендикулярном падении света, когда практически нулевой переданный импульс q будет сравнимым с малой частотой возбуждаемого поляритона. Наверно, измерение аномалии циклотронного резонанса (6) можно осуществить на установках, подобных использованным недавно для наблюдения слабой локализации света^{22/}, в геометрии рассеяния назад (см. рис.). Угол отклонения рассеянного света от 180° должен быть малого порядка ω_c/Δ , где Δ - резонансная частота $G\alpha\hbar$, сравнимая с частотой запрещенной зоны^{23/}.

При использовании грейтинг-техники, когда волновой вектор поляритона фиксируется расстоянием между бороздами, а на граничной поверхности сверхрешетки (см. фиг.) $q = 2\pi/a$, для наблюдения эффектов запаздывания необходимо подобрать более высокие частоты внешнего электромагнитного поля, сравнение с $2\pi c/q$

Даже без грейтинг-техники наблюдение эффектов запаздывания

при $q_0 > q$ возможно благодаря черенковскому излучению через граничную (x, y) поверхность сверхрешетки, аналогично излучению акустических волн двумерным плазмоном.

До сих пор, по-видимому, не обсуждалась в литературе гибридизация света с отдельными поляритонами типа интерсуббэнд плазмона и магнетоплазмона, а также и релятивистские аномалии циклотронного резонанса при длинах волн порядка

$$\lambda \sim 2\pi c/\omega_c = 2\pi (mc^2/eV) \quad \text{или} \quad \lambda.$$

Экспериментальные трудности наблюдения некоторых указанных эффектов запаздывания будут того же характера, как и известные аномалии поверхностных поляритонов в металле при $q \sim \sqrt{2} \pi / \lambda$.

Дополнительные исследования, по-видимому, стоит провести и для интерсуббэнд плазмона (10). В условиях наблюдения акустического плазмона^{1/} сдвиг $\omega - \omega_0$, естественно, пренебрежим, однако, если свет падает на сверхрешетку с граничной поверхностью (x, z) параллельно плоскости слоев, можно наблюдать большие смещения частоты интерсуббэнд плазмона вплоть до (10^0) . В этой геометрии будут наблюдаться три максимума на частотной зависимости комбинационного рассеяния, идентифицируемые как "электростатическая" 40° , "запаздывающая" (10^0) моды и одночастичные переходы^{17/} с $\omega = \omega_0$.

Автор благодарен А.С.Шумавскому за полезные обсуждения.

Литература

1. D.Olego, A.Pinczuk, A.C.Gossard and W.Wiegman. *Phys.Rev.* **B26**, (1982) 7867
2. J.C.Maan, M.Alterelli, H.Sigg, P.Wyder, L.L.Chang and L.Esaki. *Surf.Sci.* **113** (1982) 347.
3. A.L.Petter. *Ann.Phys.* (N.Y.) **88** (1974) 1-25.
4. J.Jain and Allen P. *Phys.Rev.Lett* **54** (1985) 2437; A.Tselis and J.J.Quinn. *Phys.Rev.* **B29** (1984) 3318; A.Tselis and J.J.Quinn. *Phys.Rev.* **B29** (1984) 2021
5. T.Mishonov - JINR preprint - P17-86-462, Dubna, 1986.
6. T.Ando, A.Powler and P.Stern. *Rev.Mod.Phys.* **54**, N2 (1982) section 6,3 and 3,3.
7. J.Pearl. *Appl.Phys.Lett.* **5** (1964) 65.
8. A.T.Fiery, A.F.Hebard, W.I.Glaberson. *Phys.Rev.* **B28** (1983) 5075.
9. D.Grecu. *Phys.Rev.* **B8** (1973) 1958. M.Apostol. *Z.Phys.* **B22** (197) 13.

10. А.В.Чаплик. ЖЭТФ 62 (1972) 746;
S.Das Sarma. Phys.Rev. B28 (1983) 2240;
K.W.Chiu and J.J.Quin. Phys.Rev. B9 (1975) 4724
11. A.Tien, J.M.Worlock, B.Perry, A.Pinczuk, C.Aggarwal,
A.L.Stormer, A.C.Gossard, W.Wiegman. Surf.Sci, 113 (1982) 89.
12. K. von Klitzing, G.Dorda, M.Pepper. Phys. Rev. Lett. 45 (1980)
494.
13. A.Tselis, Gonsales de La Cruz, J.J. Quinn. Sol.Stat.Comm.
47 (1983) 43.
14. А.П.Питаевский, Е.М.Лифшиц. Физическая кинетика. - М.,Наука,1979.
15. A.Pinczuk, J.M.Worlock, H.L.Stirmer, R.Dingle, W.Wiegman and
A.C.Gossard. Solid. State. Comm. 36 (1980) 43.
16. W.P.Chen, Y.J.Chen and E.Burstein. Surf.Sci. 58 (1976) 263.
17. A.Tselis, Gonsales de La Cruz, J.J.Quinn. Solid.State Comm.,
46 (1983) 779.
18. W.L.Bloss. Surf.Sci. 142 (1984) 427.
19. R.E.Camley and D.L.Mills. Phys.Rev. B29 (1984) 1695.
20. И.Е.Тамм. Собрание Научных Трудов, I, с.328, Москва: Наука,
1975.
21. Е.Ферми. Элементарные частицы. Москва. Изд-во иностр. литерату-
ры, 1953, I04 с.
22. M.P.Van Albada, Ad Lagodijk. Phys.Rev.Lett 55 (1985) 2692;
P.-E. Wolf and G.Maret. Phys.Rev.Lett. 55 (1985) 2696.
23. E.Burstein, A.Pinczuk and D.L.Mills. Surf.Sci. 98 (1980) 451;
P. Hawrylak. Phys.Rev. B32 (1985) 5169.
24. C.Schwartz and W.L.Schaich. J.Phys. C17 (1984) 537.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 августа 1987 года.

Милонов Т.М.

P17-87-622

**Эффекты запаздывания в полупроводниковых
сверхрешетках**

Рассмотрена дисперсия поляритонов в полупроводниковых
сверхрешетках, содержащих свободные квазидвумерные носи-
тели тока. В рамках единого рассмотрения рассчитаны как
известные электростатические моды плазмонов и магнетоплаз-
монов, так и моды типа геликонов, для которых запаздывание
электромагнитного поля существенно. Кратко обсуждаются
условия экспериментального наблюдения новых ветвей поля-
ритонного спектра.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Mishonov T.M.

P17-87-622

Retardation Effects in Semiconductor Superlattices

Polarization dispersion in semiconductor superlattices
contain free two-dimensional charge currents is found. In
the framework of general consideration as known electro-
static plasma mode plasmons and magnetoplasmons as well
as modes of types of helikons are obtained for which
the retardation is essential. The experimental conditions
are considered for observing new branches of polariton
spectrum.

The investigation has been performed at the Laboratory
of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987