ДОКЛАДЫ
АКАДЕМИИ НАУК БССР

АВТОРСКИЙ ОТТИСК

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

27-Й ГОД ИЗДАНИЯ
Том XXVII, № 4

1983

Доклады Академии наук БССР

1983 Том XXVII № 4

УДК 538.61

В. И. ГОСТИЩЕВ, В. Р. СОБОЛЬ

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА МЕТАЛЛОМ В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ ИЗОТРОПНОГО ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ

(Представлено академиком АН БССР Б. Б. Бойко)

Известно, что свет, отраженный поверхностью металла, помещенного в магнитное поле **H**, содержит информацию о его зонной структуре. В отсутствие магнитного поля задача о взаимодействии электромагнитного излучения в ближней ИК-области с поверхностью металла решена в ([1]).

В данной работе рассматривается задача о воздействии сильного эффективного магнитного поля на связь коэффициента отражения металла с макроскопическими параметрами электронного газа в предположении изотропного закона дисперсии, решение отыскивается методом кинетического уравнения Больцмана. Функция распределения электронов по импульсам представляется в виде двух слагаемых: $\tilde{f}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = f_0(\mathbf{p}) + f_1(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$, где $f_0(\mathbf{p})$ — в отсутствие поля и $f_1(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ — за счет воздействия поля световой волны. (Обозначения: **p** — квазиимпульс электрона, **r** — радиус-вектор, t — время, k — постоянная Больцмана, T — температура, E — энергия, E_F — энергия Ферми.) Когда внешнее воздействие f_1 мало, можно воспользоваться линеаризованным уравнением Больцмана, решаемым совместно с уравнением электромагнитной волны. В присутствии **H** поиск ведется в переменных E, k_H, φ (k_H — составляющая волнового вектора электрона, параллельная **H**, φ — угол поворота траектории электрона под влиянием **H**). Когда нижнее полупространство занято металлом, ось z перпендикулярна поверхности раздела, **H** параллелен оси y, падающая монохроматическая волна с частотой ω поляризована вдоль x, линеаризованное уравнение Больцмана приобретает вид

$$v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} + i\omega f_1 + \nu f_1 + \omega_c \frac{\partial f_1}{\partial \varphi} = -ev\varepsilon_x \frac{\partial f_0}{\partial E}, \tag{1}$$

$\frac{\partial^2 \varepsilon_x}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_x = i\frac{4\pi\omega}{c^2} j_x$ — уравнение электромагнитной волны ($\varepsilon = \varepsilon_x$ — напряженность электрического поля световой волны, j_x — составляющая плотности тока по оси x, ω_c — циклотронная частота, ν — частота соударений). В свою очередь

$$j_x = \frac{2e}{(2\pi)^3}\frac{m}{\hbar^2}\iiint v_x f_1 dE d\varphi dk_H; \quad \varphi = \omega_c \frac{c\hbar}{eH}\int_k \frac{dk}{v_\perp}; \quad \omega_c = \frac{eH}{mc}, \tag{2}$$

где e — заряд электрона, m — масса электрона, $\hbar$ — постоянная Планка. Поиск решения сводится к определению высокочастотной проводимости в соответствующих условиях. Нетрудно показать, что в особо чистых металлах при гелиевых температурах и сильных магнитных полях на поверх-

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

ности, освещенной видимым светом, выполняются условия $l \gg \delta$ и $\omega_c\tau \gg 1$ (τ — время релаксации $\tau = 1/\nu$, δ — глубина скин-слоя, l — длина свободного пробега). При нормальном скин-эффекте электрическое поле световой волны ε_x полностью описывается комплексной глубиной проникновения света в металл. В пренебрежении током поляризации для видимой области спектра $\delta' = \delta\sqrt{1 + i\omega\tau}$, где $\delta = c/\sqrt{2\pi\omega\sigma}$ — глубина скин-слоя без учета инерционности электрона. Проводимость для электрического поля световой волны в этих условиях имеет вид $\sigma = \sigma_0 \dfrac{1}{1 + i\omega\tau}$, где $\sigma_0 = ne^2\tau/m$ — статическая проводимость, n — концентрация электронов. Однако в случае аномального скин-эффекта приведенные зависимости неприменимы, несмотря на то что описание обоих видов скин-эффекта — нормального и аномального — связано с использованием всего лишь двух параметров — δ, l. При наложении сильного магнитного поля физическая картина резко усложняется. Из теории скин-эффекта в отсутствие магнитного поля известно, что если первый член кинетического уравнения мал, то имеет место нормальный скин-эффект. В случае, если же $v_z \dfrac{\partial f_1}{\partial z} \gg i\omega f_1 + \nu f_1$, то реализуется резкоаномальный скин-эффект. Для рассматриваемых условий выполняется неравенство $v_z f_1/\delta' \ll f_1(\nu + i\omega)$ или $v_z f_1/\delta\sqrt{1 + i\omega\tau} \ll f_1(1 + i\omega\tau)/\tau$. После преобразования $v_z/\delta\sqrt{1 + i\omega\tau} \ll (1 + i\omega\tau)/\tau$; $v_z\tau \ll \delta\sqrt{1 + i\omega\tau}(1 + i\omega\tau)$; $v_z\tau \ll \delta(1 + \omega^2\tau^2)^{1/2}(1 + \omega^2\tau^2)^{1/4}$. Но так как $\omega\tau \gg 1$, то $v_z\tau \ll \delta\sqrt{\omega\tau}\,\omega\tau$, $v_z/\omega \ll \delta\sqrt{\omega\tau}$.

Подстановкой параметров одного из металлов при $T = 4{,}2$ К, например алюминия, находим $v_z \simeq v_F = 10^{16}$ Å/с (v_F — фермиевская скорость); $\omega = 10^{15}$ Гц — видимая область спектра; $\delta\sqrt{\omega\tau} \simeq c/\omega_{пл} \simeq 300$ Å ($\omega_{пл}$ — плазменная частота). В итоге $10^{16}/10^{15} \ll 300$, т. е. предположение, принятое в исходном неравенстве, о том, что первый член в (1) значительно меньше суммы второго и третьего, обоснованно. Таким образом, в металлах при низких температурах на поверхности, освещенной светом видимой области, имеет место нормальный или, в крайнем случае, слабоаномальный скин-эффект, и, следовательно, затухание световой волны носит экспоненциальный характер. Как уже отмечалось, это верно в отсутствие магнитного поля и потребовалось сейчас лишь для конкретизации условий решаемой задачи. Примем ряд допущений: напряженность электрического поля световой волны слабо меняется на длине свободного пробега электрона. Система уравнений в этом случае приобретает вид:

$$f_1(i\omega + \nu) + \omega_c \frac{\partial f_1}{\partial \varphi} = -ev_x\varepsilon_x \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon},$$

$$f_1 = -\frac{e\varepsilon_x}{\omega_c} \int_{-\infty}^{\varphi} e^{\frac{i\omega+\nu}{\omega_c}(\varphi-\varphi')} v_x(\varphi')\, d\varphi' \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}.$$

Подстановка f_1 в выражение для тока (2) после интегрирования приводит к зависимости:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\nu}{\omega_c}\left[-i\frac{\omega_c}{\omega} + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \frac{\nu}{\omega_c} + i\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^3 - i\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^3\left(\frac{\nu}{\omega_c}\right)^2\right].$$

В хороших проводниках преобладает ток проводимости, в плохих — ток смещения. Это обстоятельство позволяет пренебречь поляризуемостью ион-

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

ных остатков в металлах и представить комплексную диэлектрическую проницаемость

$$N^2 = 1 - i4\pi\sigma/\omega. \tag{3}$$

Или в данном случае:

$$N^2 = -\frac{\omega_{\text{пл}}^2}{\omega^2}\left[1 + i\frac{\nu}{\omega} + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right].$$

В таком виде диэлектрическая проницаемость остается отрицательной до тех пор, пока $\omega_c \ll \omega$, при $\omega_c \sim \omega$ она стремится к нулю. Собственно показатель преломления описывается выражением

$$N \simeq \pm i\frac{\omega_{\text{пл}}}{\omega}\left[1 + i\frac{\nu}{\omega} + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right].$$

Легко показать, что добавка к N, обусловленная **H**, по порядку величины значительно меньше единицы. После приведения N к виду $a - ib$, действительная и мнимая части которого имеют определенный физический смысл,

$$N = \frac{\omega_{\text{пл}}\nu}{\omega^2} - i\frac{\omega_{\text{пл}}}{\omega}\left[1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2\right].$$

Из приведенного выражения для N следует, что в интервале значений напряженности магнитного поля, когда $\omega_c \ll \omega$, вещественная часть по абсолютной величине меньше мнимой, что обусловливает в целом отрицательность диэлектрической проницаемости и высокие отражательные способности металла. Если $\omega_c \sim \omega$, то вещественная часть N становится больше мнимой в $(\nu/\omega)^{-1}$ раз, диэлектрическая проницаемость оказывается положительной, а металл прозрачным.

При нормальном падении света коэффициент отражения $R = |N - 1|^2/|N + 1|^2$. Для данного случая

$$R \simeq 1 - \frac{\nu}{\omega_{\text{пл}}}\frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2}.$$

Второе допущение заключается в том, что $r_H \gg \delta$, т. е. электрон взаимодействует со световой волной лишь на малом участке своего свободного пробега. В магнитных полях напряженностью порядка 100 кЭ $r_H \simeq 10^{-4}$ см, а роль длины свободного пробега играет путь, проходимый электроном за период колебания светового поля $l_{\text{эф}} \simeq v/\omega \simeq 10^{-7}$ см. Различные электроны проходят в скин-слое разный путь в зависимости от того, под каким углом они влетают в него. Наибольший путь в течение одного оборота совершают электроны, входящие под углом $\delta/\sqrt{r_H\delta} \simeq 6°$, скользящие (зеркально отраженные) электроны не учитываются, так как рассеяние на поверхности считается диффузным. Не учитываются и электроны, рассеивающиеся на поверхности, так как для них не реализуется условие сильного магнитного поля. Приведенные выше обстоятельства учитываются в (2) пределами интегрирования $\pm\delta/\sqrt{r_H\delta}$ вместо $\pm\pi$:

$$j_x = \frac{e^2\varepsilon_x}{4\pi^3}\frac{v_\perp^2}{\hbar^2}\int\frac{m}{\omega_c}\int\limits_{-\delta/\sqrt{r_H\delta}}^{+\delta/\sqrt{r_H\delta}}\int\limits_{-\delta/\sqrt{r_H\delta}}^{+\delta/\sqrt{r_H\delta}}\frac{1}{\delta/\sqrt{r_H\delta}\,\frac{i\omega + \nu}{\omega_c}}\times$$

$$\times\cos\varphi\cos(\varphi - \varphi')\,d\varphi d\varphi'\,\frac{\partial f_0}{\partial E}\,dk_H$$

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ

($v_\perp$ — составляющая скорости на поверхности Ферми в плоскости, норма ной **H**). После интегрирования и подстановки выражение для проводимос имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0' \frac{\nu}{\omega_c} \frac{\omega_c \sqrt{r_H \delta}}{(i\omega + \nu)\,\delta} \left[\frac{\delta}{\sqrt{r_H \delta}} \frac{(i\omega + \nu)^2/\omega_c^2 \sin(\delta/\sqrt{r_H \delta})}{(i\omega + \nu)^2/\omega_c^2 + 1} + \right.$$

$$\left. + \frac{\delta/r_H}{(i\omega + \nu)^2/\omega_c^2 + 1} \right].$$

Вторым членом в (4) из-за малости можно пренебречь, а $\sin(\delta/\sqrt{r_H \delta})$ п малых значениях аргумента равен $\delta/\sqrt{r_H \delta}$, тогда выражение для σ знач тельно упрощается. Кроме того, в (4) фигурирует σ_0', которое учитыва то, что длина свободного пробега в скин-слое $l_{ск}$ меньше объемной дл в $l\sqrt{r_H \delta}$ раз; причем $l_{эф} < l_{ск} < l$. Окончательное выражение для

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\omega_c} \nu \left[-i \frac{\omega_c}{\omega} + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \frac{\nu}{\omega_c} + i \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^3 - \right.$$

$$\left. - 2i \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^3 \left(\frac{\nu}{\omega_c}\right)^2 \right] \frac{c\nu}{\omega_{пл} v_\perp \left[1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2 \right]}.$$

Отсюда легко перейти к показателю преломления

$$N = \left\{ \frac{\omega_{пл}}{\omega} \frac{\nu}{\omega} - i \frac{\omega_{пл}}{\omega} \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2 \right] \right\} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{c\nu}{\omega_{пл} v_\perp \left[1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2 \right]}}.$$

Простой анализ выражения для N показывает, что учет малости δ в сра нении с r_H изменяет вещественную и мнимую части комплексного показ теля преломления в $\sqrt{\frac{c}{v_\perp} \frac{\nu}{\omega_{пл}}}$ раз. Однако эти добавки по абсолютн величине значительно меньше единицы и не приводят к каким-либо с щественным изменениям оптических параметров:

$$R = 1 - \frac{\nu}{\omega_{пл}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + \left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2} \sqrt{\frac{v_\perp}{c} \omega_{пл} \tau}.$$

Как видно из данного выражения, в металлах с $\nu = 10^8$—10^{10} $с^{-1}$ в вид мой области спектра (10^{14}—10^{15} Гц) при наложении магнитного по напряженностью 100 кЭ снижение коэффициента отражения составля не более 0,1%. Появление прозрачности в металлах для видимо света можно ожидать в магнитных полях порядка 1000 кЭ и вы Учет экспоненциального затухания электрического поля светов волны с глубиной не представляет каких-либо трудностей и привод лишь к еще меньшим добавкам.

Summary

The problem of light reflection in visible spectral range from metal surfaces v the closed Fermi surface in highly effective magnetic field is solved.

Литература

[1] Мотулевич Г. П.—ЖЭТФ, 1964, вып. 1, с. 287—292.

Институт физики твердого тела и полупроводников АН БССР

Поступило 30.0

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ