

УДК 537.311.322

© 1990

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ФЕРРОМАГНИТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА С ПОВЕРХНОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Ю. И. Маньков

Теоретически исследована электропроводность плоского ферромагнитного полупроводника с поверхностной анизотропией при частоте внешнего поля $\omega \gg \omega_L$ — циклотронной частоты электронов проводимости. В таком образце в слабом постоянном магнитном поле H возникает неоднородное распределение магнитного момента по его толщине, в результате чего часть электронов локализуется полем магнитной индукции ферромагнетика, приобретая частоту движения, зависящую от характерного размера неоднородности. Получена форма линии электронного резонанса на этой частоте как функция H при постоянном значении ω и определены условия, необходимые для его наблюдения.

В последнее время увеличился интерес к двухслойным системам, в которых один или оба слоя являются магнетиками (см., например, [1, 2]). Ранее широко изучались экспериментально и теоретически магнитные свойства системы ферро-антиферромагнетик [3-9]. Было показано, что

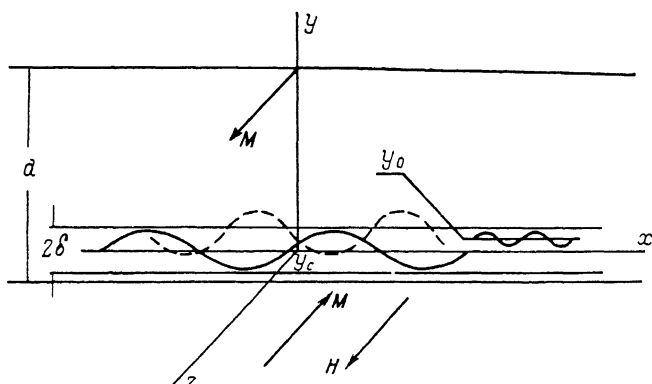


Рис. 1. Система координат.

Сплошная волнистая линия — траектории электронов в слое; штриховая — траектория электронов, связанных со слоем.

в таком двухслойном образце присутствие антиферромагнетика приводит к созданию в ферромагнитном слое сильной магнитной поверхностной анизотропии.

Как известно, внешним магнитным полем в образце с поверхностной анизотропией может быть создано неоднородное распределение намагниченности по его толщине [3]. В частности, если ферромагнитная пластина толщиной d с закрепленным на одной из поверхностей (рис. 1, нижняя грань) вектором намагниченности M помещена во внешнее магнитное поле H , ориентированное против l -орты в направлении фиксированного на по-

верхности вектора \mathbf{M} , то в соответствии с [6] асимптотическое выражение для намагниченности в случае изотропного ферромагнетика имеет вид

$$M_z/M = -1 + 2 \operatorname{th}^2(\sqrt{h/\alpha}y), \quad h \gg h_u. \quad (1)$$

Здесь, как и в [6], начало отсчета по y берется от нижней грани образца, предполагается, что в плоскости $y=d$ магнитный момент полностью свободен; $h=H/M$, α — параметр обмена, $h_u=(\pi/2)^2\alpha/d^2$ — критическое поле. Если $h \leq h_u$, то $M_z/M = -1$. Компонента намагниченности $M_y=0$; $M_x^2 + M_z^2 = M^2$. Из (1) и определения h_u видно, что разворот намагниченности при $h \gg h_u$ происходит в узком переходном слое вблизи поверхности образца.

Как было показано ранее [10], часть электронов проводимости локализуется в направлении y в пределах толщины слоя. Движение вдоль y таких электронов (в дальнейшем их будем называть электронами в слое) в случае сферической изоэнергетической поверхности происходит с частотой

$$\omega_1 = \omega_F \sqrt{r/\delta}, \quad (2)$$

которая много больше циклотронной частоты ω_B в поле индукции ферромагнетика $B=4\pi M$, если циклотронный радиус электронов $r \gg 2\delta$ — толщины переходного слоя. Причем значения $\omega_1 \gg \omega_B$ достигаются в малом ($H \ll B$) магнитном поле.

Представляет интерес поиск резонанса на частоте ω_1 в ферромагнетике с поверхностной анизотропией, для чего в работе исследуется высокочастотная электропроводность таких материалов.

1. Динамика электронов проводимости

Гамильтониан электронной подсистемы ферромагнетика с произвольным законом дисперсии носителей запишем в виде

$$\mathcal{H} = \sum_s \varepsilon_s \left(\mathbf{P} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right),$$

где \mathbf{P} — канонический импульс частицы с зарядом e в зоне s , \mathbf{A} — векторный потенциал ($\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$). Рассмотрим плоский ферромагнетик с поверхностной анизотропией (ФПА), в котором ориентация намагниченности, а также магнитного поля соответствует рис. 1. Тогда компонента вектора индукции $B_x = H + 4\pi M_x$, где M_x определяется (1); $B_x = 4\pi M_x$. Векторный потенциал определим выражением

$$A_x = - \int_0^y B_x(y') dy', \quad A_y = 0, \quad A_z = \int_0^y B_x(y') dy'.$$

Распределение намагниченности (1) получено в предположении сильной магнитной поверхностной анизотропии [6], т. е. внешнее магнитное поле считается много меньше некоторого эффективного поля, удерживающего магнитный момент в заданном направлении. Видно, что B_x при $h_u \ll h \ll 4\pi$ обращается в нуль в точке $y = y_c = u_c (\alpha/h)$, где $u_c = \operatorname{arctg}(1/2 - h/8\pi)$. Принимая в дальнейшем за начало отсчета по оси y точку y_c , как это показано на рис. 1, для компонент вектора магнитной индукции с учетом первого члена разложения, получаем

$$B_x \approx B, \quad B_y = 0, \quad B_z \approx B_y \delta, \quad (3)$$

где $|y| \ll \delta$; параметр, определяющий толщину переходного слоя, равен

$$\delta = (\alpha/2h)^{1/2} (1 - h/8\pi). \quad (4)$$

Из условия $h \gg h_u$ следует $\delta \ll d$. Видно, что $y_c \sim \delta$. В случае $\delta \ll r$, где через r обозначен средний радиус орбиты носителя, $\epsilon_s(\mathbf{p})$ можно разложить в окрестности точки $\mathbf{p}_0 = (P_x, p_{y0}, P_z)$; p_{y0} определяется уравнением $v_y = 0$. После простых преобразований для электронной зоны имеем

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \bar{\epsilon}_0 + \frac{1}{2m_y} (p_y - p_{y0})^2 + \frac{1}{2} m_y \omega_1^2 (y - y_0)^2, \quad (5)$$

где $\bar{\epsilon}_0 = \epsilon(\mathbf{p}_0) - v_{x0} eB/2c\delta y_0^2$; $y_0 = v_{z0} \delta / v_{x0}$, $\omega_1 = (eBv_{x0}/c\delta m_y)^{1/2}$ — частота движения электронов в слое; v_{x0} , v_{z0} , m_y — компоненты скорости и эффективная масса носителей в точке \mathbf{p}_0 ; зонный индекс опущен. В соответствии с (5) для электронов в слое имеем

$$y = y_0 + (V_y/\omega_1) \sin \omega_1 t. \quad (6)$$

Здесь $V_y = \sqrt{2(\epsilon - \bar{\epsilon}_0)/m_y}$, t — время. Из выражения для ω_1 следует неравенство $e v_{x0}/m_y > 0$, определяющее положение на изоэнергетической поверхности группы носителей, локализованных в слое в зависимости от знака их заряда. Если по аналогии с (2) представить частоту электронов в слое в форме

$$\omega_1 = \Omega (R_x/\delta)^{1/2}, \quad (7)$$

то видно, что $R_x = m_y v_{x0} c / eB$ определяется радиусом кривизны $m_y v_{x0}$ изоэнергетической поверхности в плоскости, проходящей через ось p_y и вектор скорости \mathbf{v} ; $\Omega = |eB/m_y c|$. В многозонном ферромагнетике существует набор частот ω_{1s} , в общем случае различных.

За пределами переходного слоя ($|y| > \delta$) распределение намагниченности близко к однородному. Электроны проводимости движутся в этой области в поле индукции

$$B_x \approx 0, \quad B_y = 0, \quad B_z \approx B \quad (8)$$

и имеют обычные для однородного случая частоты и компоненты скорости.

Сходным с электронами в слое характером движения обладают электроны, выходящие за пределы слоя, но имеющие в нем при движении вдоль y точку поворота. На рис. 1 траектории таких носителей показаны штриховой линией (электроны, связанные со слоем). С учетом (8) для электронов за пределами слоя в области $\delta < y \ll r$ имеем

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \bar{\epsilon}_0 + \frac{1}{2m_y} (p_y - p_{y0})^2 + m_y \omega_1^2 \left[\frac{1}{2} (\delta - y)^2 + \delta (y - \delta) \right]. \quad (9)$$

В дальнейшем электроны в слое и связанные со слоем электроны будем объединять, где это удобно, под общим названием «захваченные электроны». Для них характерно присутствие в скорости составляющих с частотой ω_1 .

Выше мы пренебрегали спином электрона проводимости, что справедливо при условии $\hbar v_y/\delta \ll I_{sd}$ — интеграла $s-d$ обмена, которое означает, что спин электрона адиабатически следует за намагниченностью при движении электрона через переходный слой [11-14].

2. Электропроводность

В статическом пределе влияние магнитной поверхностной анизотропии сильнее сказывается на элементе σ_{xx} тензора проводимости [15]. При частоте электрического поля $\omega \gg \omega_B$ поверхностная анизотропия заметнее проявляется в σ_{zz} . Действительно, в переходном слое вектор магнитной индукции направлен в основном по x (вблизи центра слоя $B_x \gg B_z$) и ориентация высокочастотного электрического поля \mathbf{E} вдоль оси z соответствует обычному условию циклотронного резонанса: $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$.

Электропроводность ФПА будем вычислять методом Кубо. Аппроксимируем распределением (3) весь переходный слой $|y| \leq \delta$, а за пределами

слоя будем считать справедливым выражение (8). Тогда для плотности проводимости образца имеем

$$\tau_{zz} = -\frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3 \Gamma_1} \int_0^{\alpha} dt e^{-t/\tau^*} \sum_j \int_{V_j} d\Gamma \frac{df_{j0}}{d\varepsilon} \overline{v_z^{(j)}(t') v_z^{(j)}(t' - t)}, \quad (10)$$

где V_0 — объем образца; $1/\tau^* = 1/\tau + i\omega$, τ — время свободного пробега электрона; $v_z^{(j)}$ и Γ_j — компонента скорости и фазовый объем электронов в слое ($j=1$), связанных со слоем электронов ($j=2$), а также электронов не взаимодействующих со слоем или пересекающих его ($j=3$). Черта в (10) означает усреднение по фазе t' по периоду движения электрона; f_{j0} — равновесная функция распределения носителей.

Введем систему координат с полярной осью в направлении v_y ; полярный угол θ отсчитывается от плоскости $v_x v_z$. Проводя в (10) интегрирование по x, z, t, θ, y и усреднение по t' , получаем

$$\sigma_{zz} = \sigma(\omega) + \sigma_1(\omega, H) + \sigma_2(\omega, H). \quad (11)$$

Здесь $\sigma(\omega)$ — проводимость однородного образца, два других слагаемых обусловлены соответственно электронами в слое и связанными со слоем электронами. В (11) мы пренебрегаем слабым здесь эффектом Зеемана, а также малой модификацией траекторий носителей третьей группы ($j=3$).

В случае невырожденного газа носителей ($f_0 = \exp[(\zeta - \varepsilon)/T]$, ζ — химпотенциал, T — температура) для действительной части проводимости, которой пропорционально поглощение высокочастотного поля в образце, имеем

$$\text{Re } \sigma_1 = \tau_0 \left[\left(\frac{\delta}{R} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} d\gamma g^{1/2}(\gamma) e^{-\gamma} \int_{\pi/4}^{\pi/2} d\varphi \frac{\sin^{1/2} \varphi (1 - \text{ctg } \varphi)^4}{n^{1/2}(\varphi) k(\varphi)} \Phi - 8ab_1 \frac{m_x}{m_y} \left(\frac{\delta}{R} \right)^{3/2} \frac{1}{\tau^2 \omega^2} \right]. \quad (12)$$

Здесь

$$\sigma_0 = \frac{\pi e^2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{R}{d} \tau \frac{m_y^3 v_T^3}{m_x} \exp\left(\frac{\zeta}{T}\right), \quad a = \int_0^{\infty} d\gamma g^{1/2}(\gamma) e^{-\gamma},$$

$$b_1 = \int_{\pi/4}^{\pi/2} d\varphi \frac{\cos^2 \varphi (1 - \text{ctg } \varphi)^2}{\sin^{1/2} \varphi n^{1/2}(\varphi) k(\varphi)}, \quad \Phi = \frac{1 + \tau^2 \omega^2 (u + 1)}{[1 + \tau^2 \omega^2 (u - 1)]^2 + 4\tau^2 \omega^2}, \quad (13)$$

$$u = (\omega_1/\omega)^2 = (\Omega/\omega)^2 \frac{R}{\delta} g(\gamma) n(\varphi) \sin \varphi, \quad \gamma = \varepsilon/T, \quad \tau \omega \gg 1, \quad R \gg \delta, \quad n(\varphi) = v(0, \varphi)/v_0,$$

$$v_0 = v(0, \pi/2), \quad k(\varphi) = K(0, \varphi)/K(0, \pi/2). \quad (14)$$

В (12) учтено, что для электронов в слое

$$v_z^{(1)} = v_x, \quad v_y = eBy/cm_x, \quad v_x = v(\theta, \varphi) \cos \varphi, \quad (15)$$

где y определяется (6); $\sigma_1 \equiv \sigma_1(\omega, H)$, $K(\theta, \varphi)$ — гауссова кривизна изоэнергетической поверхности в точке \mathbf{p}_0 ; τ — не зависит от энергии электрона. Пределы интеграла по θ ($\pm \theta_1$) определялись из (5) и условия, что траектория электрона не выходит из слоя [15]. Поскольку $\theta_1 \sim \sqrt{\delta/R_x}$ (v_x/v) $\ll 1$, в подынтегральном выражении в (12) $v(\theta, \varphi)$ и $K(\theta, \varphi)$ брались при $\theta=0$; $K^{-1}(0, \pi/2) = v^2 m_y m_x$ — обратная гауссова кривизна в точке \mathbf{p}_1 , определяемой уравнениями $v_x = v_z = 0$, $v_y = v_0$. Кроме того, в (12) использованы обозначения $v_0(\varepsilon) = v_T g(\gamma)$, где $v_T = v_0(T)$, $R = v_T/\Omega$. Нижний предел интеграла по φ получен из условия $y_0 = \delta$.

Если зависимость ω_1 от φ является слабой или, наоборот, сильной, проводимость как функцию ω и H можно получить при произвольном $k(\varphi)$.

Рассмотрим вначале случай, когда зависимостью ω_1 от φ можно пренебречь. Тогда в (12) Φ выносится за знак интеграла по φ , который теперь (без Φ в подинтегральном выражении) обозначим через b . Принимая для определенности, что $g(\chi) = \sqrt{\chi}$, имеем

$$\operatorname{Re} \sigma_1 = \kappa' F(q, \lambda'), \quad (16)$$

где коэффициент $\kappa' = 2b\sigma_0 (\Omega/\omega)^{7/4} \tau \omega$, $q = (\Omega/\omega)^4 (R/\delta)^2 \sim h$, параметр $\lambda' = 4(b_1/b)(m_z/m_y)(\omega/\Omega)^2$,

$$F(q, \lambda') = \gamma(q) - a \frac{\lambda'}{\tau \omega q^{3/4}}. \quad (17)$$

Здесь $a = \Gamma(7/4) \approx 0.92$, $n(\varphi) \sin \varphi \approx 1$,

$$\gamma(q) = \frac{\tau \omega}{q^3} \int_0^\infty du \Phi u^{3/2} e^{-u^2/q}.$$

Эта функция имеет максимум при $q \approx 1/3$. Если $q \ll 1$, то $\gamma(q) \sim 1/\tau \omega q^{1/4}$, а в пределе $q \gg 1$ имеем $\gamma(q) \sim 1/\tau \omega q^{3/4}$.

Для вычисления $\sigma_2 \equiv \sigma_2(\omega, H)$ — вклада в проводимость электронов, связанных со слоем, будем предполагать, что при движении в слое электроны описываются (6), а за его пределами (9). По своей структуре выражение для σ_2 аналогично (12). Пределы интегрирования по θ , определяемые из (9) и условия, что траектория электрона не выходит за нижнюю границу слоя $y = -\delta$, пропорциональны $\pm \theta_1$. Это дает возможность, как и в случае электронов в слое, брать $v(\theta, \varphi)$ и $K(\theta, \varphi)$ при $\theta = 0$. Кроме того, вычисления показали, что единственной резонансной частотой электронов, связанных со слоем, является ω_1 . В результате σ_2 оказывается такой же функцией δ/R , ω , как и σ_1 . Если ω_1 не зависит от φ , выражение для $\operatorname{Re} \sigma_2$ отличается от (16) только коэффициентом и параметром.

Таким образом, для зависящей от H части проводимости ФПА $\sigma_H = \operatorname{Re}(\sigma_1 + \sigma_2)$ справедливо

$$\sigma_H = \kappa F(q, \lambda), \quad (18)$$

где $F(q, \lambda)$ определяется (17), $\kappa = C_1 \kappa'$, $\lambda = C_2 \lambda'$; множители C_1 и C_2 не зависят от ω и H . График $F \equiv F(q, \lambda)$ показан на рис. 2 сплошными линиями; $\tau \omega = 30$. При небольшой величине λ положение максимума F совпадает с точкой экстремума $\gamma(q)$. С ростом λ величина максимума уменьшается, а его положение смещается в область больших значений q ; то же происходит при уменьшении $\tau \omega$. Вдали от резонанса поведение F в основном определяется вторым слагаемым в (17), однако при $\lambda = 3$ первое слагаемое превосходит второе в области малых q , с чем и связано убывание F при $q \ll 1$ (рис. 2, кривая 1). Штрих-пунктирной линией на рис. 2 показан график функции

$$F_1 = \pi q^{-3} e^{-1/q} - G q^{-3/4}, \quad (19)$$

которая получается из F , если резонансный множитель Φ в $\gamma(q)$ выразить через δ -функцию: $\Phi \approx (\pi/\tau \omega) \delta(u-1)$; $G = a\lambda/\tau \omega$. Видно, что F_1 хорошо аппроксимирует F вблизи резонанса. Воспользуемся этим для более подробного исследования зависимости F от величины нерезонансного слагаемого. При $G=0$ функция F_1 имеет максимум при $q=1/3$. Если $G > 0$, то область существования максимума определяется неравенствами $1/3 < q < 0.88$ при $0 < G \leq 1.88$, т. е. при возрастании G в указанных пределах положение максимума на оси q будет меняться от $1/3$ до 0.88 . Сильнее, чем σ_H , изменяется с H производная $\partial \sigma_H / \partial H \sim \partial F / \partial q$. При $G=0$ производная $\partial F_1 / \partial q$ имеет максимум при $q=1/6$ и минимум при $q=1/2$. Если $G > 0$, то максимум смещается влево по оси q , а минимум — вправо. Области существования для них соответственно $0.13 \leq q < 1/6$ при $0 < G \leq 0.175$ и $1/2 < q \leq 1.18$ при $0 < G \leq 2.13$.

Рассмотрим теперь случай сильной зависимости ω_1 от φ . Частота ω_1 имеет максимум в точке $\varphi = \pi/2$. Поэтому при быстром убывании $\omega_1(\varphi)$ следует ожидать, что окрестность этой точки даст основной вклад в проводимость. По этой же причине σ_{II} будет определяться электронами в слое, т. е. $\sigma_{II} = \text{Re} \sigma_1$. Переходя в (15) от переменной χ к u , полагая $g(\chi) = \chi Z$ и интегрируя, пользуясь представлением Φ через δ -функцию, в показателе экспоненты получаем функцию $w(\varphi) = n^{-2}(\varphi) \sin^{-2} \varphi$. Ее разложение в окрестности точки $\varphi = \pi/2$ имеет вид

$$w(\varphi) = 1 + 1/2 w''(\varphi - \pi/2)^2.$$

При $w'' = \partial^2 w / \partial \varphi^2 |_{\varphi=\pi/2} \gg 1$ (условие сильной зависимости ω_1 от φ) для интегрирования по φ воспользуемся асимптотической формулой [16]. В результате получаем

$$\sigma_{II} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\sigma_0}{\tau \omega} \sqrt{\frac{2}{w''}} \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^7 F_2(q, D), \quad (20)$$

где

$$D = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \frac{a}{\tau \omega} b_1 \sqrt{\frac{w''}{2}} \frac{m_x}{m_y} \left(\frac{\omega}{\Omega}\right)^2,$$

$$F_2(q, D) = \pi q^{-3/2} \exp(-1/q) - D q^{-3/4}. \quad (21)$$

Область существования максимума $F_2 \equiv F_2(q, D)$ определяется неравенствами $0.4 \leq q \leq 1.27$ при $0 \leq D \leq 1.45$. Для максимума и минимума $\partial F_2 / \partial q$ имеем соответственно $0.1 \leq q \leq 0.19$ при $0 \leq D \leq 0.1$ и $0.61 \leq q \leq 1.71$ при $0 \leq D \leq 1.59$. Из сравнения F_2 и F_1

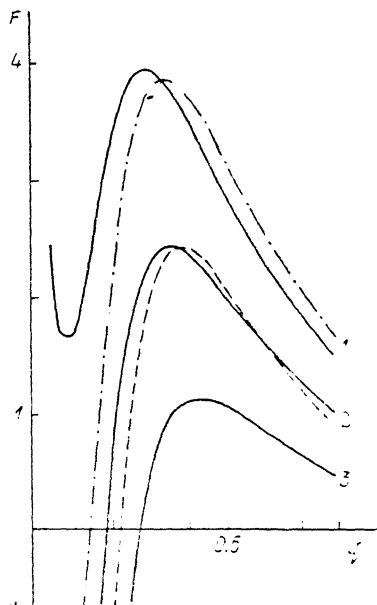


Рис. 2. Резонанс захваченных электронов. Сплошная линия — функция F ($1 - \lambda = 3$, $2 - 16$, $3 - 30$); штрихпунктирная — F_1 ($\lambda = 3$); штриховая — функция, аналогичная F при τ , зависящем от энергии электрона ($\lambda = 16$).

видно, что зависимость ω_1 от φ ослабляет резонанс (при $G = D = 0$ в точке максимума $F_{1m} = 1.66 F_{2m}$), тем не менее значения q , при которых эти функции имеют максимум, близки при $G = D$.

Из (19) и (21) можно заключить, что поглощение электромагнитного поля в ФПА вблизи резонанса слабо зависит от τ (требуется лишь $\tau \omega \gg \gg 1$). В частности, не является существенной зависимость τ от энергии электрона. Штриховой линией на рис. 2 показан график функции, аналогичной F при $\tau = \tau_0 \varepsilon^{3/2}$ (рассеяние на ионизированной примеси [17], $T^{3/2} \tau_0 \omega = 30$).

Таким образом, при минимальных допущениях о форме изоэнергетических поверхностей носителей получена зависимость электропроводности ФПА от частоты электрического поля и величины внешнего постоянного магнитного поля. Чтобы оценить коэффициенты в σ_{II} , требуется задать функции $n(\varphi)$ и $k(\varphi)$. Будем считать, что разложение $\varepsilon(\mathbf{p})$ в окрестности точки \mathbf{p}_1 , определяющее $K(0, \pi/2)$, справедливо для всего участка изоэнергетической поверхности, занимаемого захваченными электронами. Тогда частота ω_1 при $m_x \gg m_z$ с точностью до слагаемых $\sim m_z/m_x$ не зависит от φ в широком интервале значений этой переменной. С той же точностью при $m_x \gg m_z$, получаем оценку: $b \approx 1/5$, $b_1 \approx 1/30$. Зависимость ω_1 от φ является сильной при $m_x \ll m_z$. В этом пределе $w'' \approx 2m_z/m_x \gg 1$. Коэффициент $b_1 \approx (2\sqrt{2}/3) K(1/\sqrt{2}) (m_x/m_z)^{1/2}$, где K — полный эллиптический интеграл первого рода.

Из (19) и (21) следует, что при изменении неравенства $m_x \gg m_z$ на обратное положение максимума σ_H при малой величине нерезонансного слагаемого изменяется от $q=1/3$ до $q=2/5$. При произвольном соотношении между эффективными массами его положение оказывается в этом интервале значений q . В частности, при $m_x \approx m_z$ первое слагаемое в (12) максимально при $q \approx 0.37$.

Обозначим через η резонансное значение q , тогда в соответствии с его определением

$$\omega = \eta^{1/4} \Omega \sqrt{R/\delta}.$$

Во всем интервале допустимых значений η ($1/3 \leq \eta \leq 1.27$) имеем $\eta^{1/4} \sim 1$. Таким образом, определив из эксперимента значение резонансного поля, зная ω , можно оценить R ; намагниченность и параметр обмена в ферромагнетиках обычно известны. В ферромагнитных полупроводниках при типичных [18] значениях $\alpha \sim 10^{-12}$ см², $M \sim 300$ Гс и магнитном поле $h \sim 1$ имеем $\delta \sim 10^{-6}$ см. При низкой температуре $R \sim 10^{-5}$ см, т. е. $R \gg \delta$. Отсюда, в частности, следует $T \gg \delta^2 \Omega^2 m_0 \sim 0.1$ К ($m_y \approx m_0$ — массе свободного электрона). Другое неравенство $T \gg \hbar \omega_1$, определяющее условие, при котором квантовыми поправками к проводимости можно пренебречь, дает более жесткую оценку: $T \gg \hbar^{1/3} (\Omega/\delta)^{2/3} m_0^{-1/3} \sim 1$ К. Отметим также, что при $d \sim 10^{-3}$ см $h_u \sim 10^{-6}$.

При $G, D \gg 1$ проводимость σ_H является монотонной функцией магнитного поля: $\sigma_H \sim -\sigma_0/h^{3/4}$, т. е. $\text{Re } \sigma_{zz}$ убывает при уменьшении h . В области малых h , когда неравенство $R \gg \delta$ не выполняется, качественно поведение $\text{Re } \sigma_{zz}$ можно представить как уменьшение с h до минимального значения при $\delta \approx R < d$, а затем рост до величины проводимости однородного образца, которая достигается при $h \approx h_u$.

Полученные здесь результаты могут быть обобщены на случай одноосного ферромагнетика с легкой осью анизотропии, направленной вдоль z . Для этого в выражении (4) для толщины слоя δ следует заменить h на $h_{\pm} = h \pm \beta$, где β — константа одноосной анизотропии. Знак (+) пишем в случае, когда вектор \mathbf{H} направлен против закрепленного на поверхности M , как это показано на рис. 1 (\mathbf{H} антипараллельно \mathbf{l}), а знак (—) при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{l}$; $h_{\pm} \gg h_u$. Соответственно вместе с δ , функцией h_{\pm} являются σ_H , ω_1 и т. д. При изменении h в пределах, превышающих β , в одноосном образце должен наблюдаться гистерезис $\text{Re } \sigma_{zz}$. В многоосном ферромагнитном полупроводнике зависимость $\text{Re } \sigma_{zz}$ от H будет усложняться.

Таким образом, в полупроводниковом ФПА при частоте внешнего поля $\omega \gg \omega_B$ возникает довольно сильная зависимость электропроводности от величины малого ($H \ll 4\pi M$) постоянного магнитного поля. Это обусловлено, во-первых, резонансом на частоте электронов, захваченных переходным слоем, т. е. областью, в которой наиболее велика неоднородность поля индукции, во-вторых, зависимостью числа захваченных электронов от толщины слоя и, следовательно, магнитного поля. Для захваченных электронов в определенной области H большое значение резонансной частоты достигается в магнитном поле, много слабее того, что требуется для циклотронного резонанса на той же частоте в однородном образце. При большой резонансной частоте ослабляются требования к чистоте материала. Тем не менее для наблюдения резонанса на захваченных электронах требуется использовать магнитные полупроводники с высокой подвижностью носителей. В таких материалах электронный резонанс позволил бы оценить эффективную массу носителей.

Сильная зависимость проводимости от слабого магнитного поля, возможно, могла бы найти практическое применение. В этом случае можно предложить усиление рассмотренных эффектов созданием многослойных систем с чередованием слоев ферромагнетика и материала, обеспечивающего сильную поверхностную анизотропию. В этой связи следует отметить, что полученные здесь результаты качественно описывают электри-

ческие свойства плоских образцов с антипараллельным поверхностным закреплением магнитного момента на противоположных гранях.

Я благодарен В. А. Игнатченко, Р. Г. Хлебопросу, М. Ш. Ерухимову, Ю. В. Захарову, С. Г. Овчинникову за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] van Son P. C., van Kempen H., Wyder P. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 24. P. 2274—2273.
- [2] Середкин В. А., Фролов Г. И., Яковчук В. Ю. // ФММ. 1987. Т. 63. № 3. С. 457—462.
- [3] Aharoni A., Frei E. H., Shtrikman S. // J. Appl. Phys. 1959. V. 30. N 12. P. 1956—1961.
- [4] Глазер А. А., Потапов А. П., Тагиров Р. И., Шур Я. С. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 10. С. 3022—3031.
- [5] Салацкий Н. М., Хрусталеv Б. П., Мельник А. С. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. № 2. С. 435—438.
- [6] Захаров Ю. В., Игнатченко В. А. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 3 (9). С. 951—956.
- [7] Safansky N. M., Eruchimov M. Sh. // Thin Sol. Films. 1970. V. 6. N 2. P. 129—140.
- [8] Захаров Ю. В., Хлебопрос Е. А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 3 (9). С. 1104—1107. ФТТ. 1980. Т. 22. № 12. С. 3651—3657.
- [9] Ерухимов М. Ш., Середкин В. А., Яковчук В. Ю. // ФММ. 1981. Т. 52. № 1. С. 57—62.
- [10] Маньков Ю. И. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 8. С. 2508—2510.
- [11] Мишч Р. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. № 11. С. 629—634.
- [12] Sabrega G. G., Falicov L. // Phys. St. Sol. (b). 1974. V. 61. N 2. P. 539—549.
- [13] Зайцев А. И. // ФТТ. 1976. Т. 18. № 1. С. 129—132.
- [14] Егоров Б. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1015—1022.
- [15] Маньков Ю. И. // ФММ. 1989. Т. 68. № 4. С. 640—647.
- [16] Федорюк М. В. Асимптотика: Интегралы и ряды. М., 1987. 544 с.
- [17] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
- [18] Нагаев Э. Л. Физика магнитных полупроводников. М., 1979. 432 с.

Институт физики им. Л. В. Киренского
СО АН СССР
Красноярск

Поступило в Редакцию
8 июня 1989 г.
В окончательной редакции
14 ноября 1989 г.