01

Нелинейный скин-эффект в полуметаллах

© В.Г. Скобов[1], А.С. Чернов[2]

[1] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Москва, Россия
E-mail: vskobov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 15 апреля 2013 г.)

Теоретически изучено влияние нелинейности на проникновение радиоволн в полуметаллы в геометрии, когда постоянное магнитное поле **H** направлено вдоль тригональной оси кристалла. В линейном режиме в этой геометрии существует сильное магнитное затухание Ландау. Показано, что захват электронов магнитным полем радиочастотной волны большой амплитуды уменьшает это поглощение. Это приводит к тому, что глубина скин-слоя в полуметалле становится функцией амплитуды возбуждающего радиочастотного поля и может возрасти во много раз.

1. Введение

Магнитное затухание Ландау (МЗЛ) — бесстолкновительное поглощение носителями, движущимися в фазе с волной, — играет важную роль в металлах. Оно часто затрудняет, а во многих случаях и делает невозможным распространение радиоволн [1]. Ситуации, когда радиоволны могут распространяться в металлах, реализуются относительно редко. Например, в кадмии в геометрии, когда постоянное магнитное поле **H** направлено вдоль оси [0001], возможно распространение доплеронов — радиочастотных (РЧ) волн, обусловленных доплер-сдвинутым циклотронным резонансом [2]. Последнее связано с тем, что МЗЛ в этой геометрии отсутствует вследствие симметрии. Однако при отклонении вектора **H** от гексагональной оси кристалла возникает затухание, которое даже при малых углах отклонения препятствует распространению доплеронов [3,4]. Волновое распространение реализуется легче, если перейти к нелинейному режиму. Вугальтер и Демиховский [5] рассмотрели распространение геликона большой амплитуды в щелочном металле в наклонном магнитном поле, когда имеется значительное МЗЛ. Они показали, что „захват“ электронов магнитным полем волны может уменьшить это затухание и облегчить распространение геликона. В [6] нами было показано, что МЗЛ в кадмии в нелинейном режиме может быть настолько подавлено, что распространение доплеронов становится возможным и в ситуации, когда поле **H** направлено под углом к оси [0001].

Другими возможными объектами, в которых могут иметь место существенные нелинейные эффекты, являются полуметаллы. С одной стороны, они представляются более благоприятными, поскольку концентрация носителей в них намного ниже, чем в типичных металлах, и поэтому нелинейный режим в них легче реализовать. С другой стороны, вследствие очень сильной анизотропии поверхности Ферми МЗЛ в них очень велико. Оно существует даже при ориентации вектора **H** вдоль тригональной оси и оказывается определяющим. Изучение характера проникновения низкочастотных радиоволн в полуметаллы в нелинейном режиме в условиях, когда МЗЛ является превалирующим, и составляет содержание настоящей работы.

2. Нелокальная проводимость

Рассмотрим распространение плоской монохроматической волны в геометрии, когда нормаль к поверхности образца **n** (вектор распространения **k**) и постоянное магнитное поле **H** параллельны тригональной оси: $\mathbf{k}\|\mathbf{H}\|C_3\|z$. Свойства волновых мод, поле которых вращается по кругу, $(E_\pm = E_x \pm iE_y)$, определяются дисперсионным уравнением

$$k^2c^2 = 4\pi i\omega\sigma_\pm(k, H), \tag{1}$$

где c — скорость света, ω — частота волны,

$$\sigma_\pm = \frac{1}{2}(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \pm i\sigma_{yx}, \tag{2}$$

$\sigma_{\alpha\beta}$ — Фурье-компоненты тензора проводимости с учетом пространственной дисперсии и зависимости от поля **H**. Выражение для $\sigma_{\alpha\beta}$ определяется формулой (см., например, [7])

$$\sigma_{\alpha\beta}(k, H) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3}\sum_j\int_0^\infty d\varepsilon\left(-\frac{df}{d\varepsilon}\right)\int_{-p_{z\ \max}}^{p_{z\ \max}} dp_z\,\frac{m_c}{\omega_c}$$
$$\times\int_0^{2\pi} d\Phi\, v_\alpha(\varepsilon, p_z, \Phi)\times\int_{-\infty}^{\Phi} d\Phi'\, v_\beta(\varepsilon, p_z, \Phi')$$
$$\times\exp\left\{\frac{1}{\omega_c}\int_\Phi^{\Phi'}\left[\nu + i\mathbf{k}\mathbf{v}(\varepsilon, p_z, \Phi'')\right]d\Phi''\right\}. \tag{3}$$

Здесь $-e$ — заряд электрона, $\omega_c = eH/m_cc$ — циклотронная частота, m_c — циклотронная масса, $\mathbf{p}$ —

импульс, $\mathbf{v}=\partial\varepsilon/\partial\mathbf{p}$ — скорость, Φ — безразмерное время периодического движения (фаза, определяющая положение электрона на орбите), ν — частота столкновений электронов с рассеивателями, f — функция Ферми от аргумента $(\varepsilon-\varepsilon_{\mathrm F})/T$, $\varepsilon_{\mathrm F}$ — энергия Ферми, T — температура в энергетических единицах, знак $\sum_j$ означает суммирование по всем группам носителей, зависимость электронных характеристик от номера группы j не выписывается. В выражении (3) мы пренебрегли зависимостью $\sigma_{\alpha\beta}$ от ω, поскольку нас интересует случай низких частот: $\omega\ll\nu$.

Поверхность Ферми висмута состоит из одного дырочного эллипсоида вращения и трех электронных эллипсоидов, наклоненных к базовой плоскости и симметрично расположенных относительно оси C_3. Найдем проводимость, обусловленную электронами одного эллипсоида. В геометрии, когда ось z системы координат направлена вдоль C_3, а ось x — вдоль одной из главных осей эллипсоида, зависимость энергии электрона от импульса имеет вид (см., например, [8])

$$\varepsilon(\mathbf{p})=\frac{1}{2m}\left(\alpha_1p_x^2+\alpha_2p_y^2+\alpha_3p_z^2+2\alpha_4p_yp_z\right),\ m_c=\frac{m}{\sqrt{\alpha_1\alpha_2}},$$

$$\alpha_1=197,\quad \alpha_2=1.64,\quad \alpha_3=81.1,\quad \alpha_4=9.4, \tag{4}$$

m — масса свободного электрона. Энергия Ферми висмута $\varepsilon_{\mathrm F}\approx 0.02$ eV. Электронные Ферми-поверхности сурьмы и мышьяка подобны Ферми-поверхности висмута, но концентрация электронов в сурьме примерно в 100 раз, а в мышьяке — в 1000 раз больше [8]. Соответственно энергия Ферми сурьмы составляет примерно 0.4 eV, а мышьяка — 2 eV.

Компоненты векторов $\mathbf{p}$ и $\mathbf{v}$ даются соотношениями

$$p_x(\varepsilon,\ p_z,\Phi)=\frac{p}{\sqrt{\alpha_1}}\cos\Phi,\qquad p=\sqrt{2m\varepsilon-\alpha p_z^2}, \tag{5}$$

$$p_y(\varepsilon,\ p_z,\Phi)=\frac{p}{\sqrt{\alpha_2}}\sin\Phi-\frac{\alpha_4}{\alpha_2}p_z, \tag{6}$$

$$\upsilon_x(\varepsilon,p_z,\Phi)=\sqrt{\alpha_1}\,\frac{p}{m}\cos\Phi,$$

$$\upsilon_y(\varepsilon,p_z,\Phi)=\sqrt{\alpha_2}\,\frac{p}{m}\sin\Phi, \tag{7}$$

$$\upsilon_z(\varepsilon,\ p_z,\Phi)=\frac{\alpha p_z}{m}+\frac{\alpha_4}{\sqrt{\alpha_2}}\frac{p}{m}\sin\Phi,\ \alpha=\alpha_3-\frac{\alpha_4^2}{\alpha_2}, \tag{8}$$

зависимость υ_z от Φ — следствие того, что ось z не является главной осью эллипсоида.

Получим асимптотическое выражение для $\sigma_\pm$ в случае сильного магнитного поля: $\omega_c\gg\nu$. При продольном распространении волны $\mathbf{k}\|\mathbf{H}\|z$ фазовый множитель в (3) равен

$$\exp\left[\frac{1}{\omega_c}\left(\nu+ik\,\frac{\alpha p_z}{m}\right)(\Phi'-\Phi)+ikR\left(\cos\Phi-\cos\Phi'\right)\right], \tag{9}$$

где

$$R(\varepsilon,\,p_z)=\frac{\alpha_4}{\sqrt{\alpha_1}\alpha_2}\,\frac{cp(\varepsilon,\,p_z)}{eH}.$$

Используя формулу

$$\exp(i\xi\cos\Phi)=\sum_{l=-\infty}^{\infty}i^lJ_l(\xi)\exp il\Phi, \tag{10}$$

где $J_l(\xi)$ — функции Бесселя, разложим (8) в двойной ряд Фурье и выполним интегрирование по Φ и Φ'. В результате находим

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(1)}=\frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3}\int_0^\infty d\varepsilon\left(-\frac{df}{d\varepsilon}\right)\int_{-p_{z\ \max}}^{p_{z\ \max}}dp_z\,s_{\alpha\beta}(\varepsilon,\,p_z), \tag{11}$$

$$s_{xx}=\pi\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^{1/2}\left(\varepsilon-\frac{\alpha p_z^2}{2m}\right)$$
$$\times\sum_{l=-\infty}^{\infty}\left[J_{l-1}(kR)-J_{l+1}(kR)\right]^2\left[\nu+i\left(l\omega_c+k\,\frac{\alpha p_z}{m}\right)\right]^{-1}, \tag{12}$$

$$s_{xy}=-i\pi\left(\varepsilon-\frac{\alpha p_z^2}{2m}\right)$$
$$\times\sum_{l=-\infty}^{\infty}\left[J_{l-1}^2(kR)-J_{l+1}^2(kR)\right]\left[\nu+i\left(l\omega_c+k\,\frac{\alpha p_z}{m}\right)\right]^{-1}, \tag{13}$$

выражение для σ_{yy} не приводим, поскольку оно много меньше σ_{xx}. Учтем теперь, что $df/d\varepsilon=-\delta(\varepsilon-\varepsilon_F)$ и произведем интегрирование по ε. Тогда выражения для σ_{xx} и σ_{xy} можно привести к виду

$$\sigma_{xx}^{(1)}=\frac{3}{8}\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2}}\,\frac{n_1ec}{H}$$
$$\times\sum_{l=-\infty}^{\infty}\int_{-1}^{1}\left[J_{l-1}(y)-J_{l+1}(y)\right]^2\frac{1-x^2}{\gamma+i(l+qx)}\,dx, \tag{14}$$

$$\sigma_{xy}^{(1)}=-\frac{3}{8}\,\frac{n_1ec}{H}$$
$$\times\sum_{l=-\infty}^{\infty}\int_{-1}^{1}\left[J_{l-1}^2(y)-J_{l+1}^2(y)\right]\frac{1-x^2}{l+qx-i\gamma}\,dx, \tag{15}$$

где

$$n_1=\frac{(2m\varepsilon_F)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3(\alpha_1\alpha_2\alpha)^{1/2}},\qquad \gamma=\frac{\nu}{\omega_c}\ll 1, \tag{16}$$

$$y=\eta q\sqrt{1-x^2},\qquad q=\frac{\alpha}{\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}\,\frac{kcp_1}{eH},$$

$$\eta=\frac{\alpha_4}{\sqrt{\alpha_2\alpha}},\qquad p_1=\sqrt{\frac{2m\varepsilon_F}{\alpha}}, \tag{17}$$

n_1 — концентрация электронов одного эллипсоида, p_1 — максимальное значение продольного импульса p_z, q — отношение максимального смещения электрона за циклотронный период к длине РЧ-волны в металле.

Нас интересует область сильных магнитных полей, в которой $q^2 \ll 1$. В этой области

$$\mathrm{Re}\left[\gamma + i\left(l + qx\right)\right]^{-1} \approx \pi\delta\left(l + qx\right).$$

В (14) остается лишь член с $l = 0$ и интегрирование по x дает

$$\sigma_{xx}^{(1)} = \frac{3\pi}{2}\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2\, q^2}}\,\frac{n_1 ec}{H}\,J_1^2\left(\eta q\right). \qquad (18)$$

Электроны двух других эллипсоидов, которые получаются в результате поворота рассматриваемого эллипсоида вокруг оси C_3 на углы $\pm 120°$, создают диссипативный ток в направлении, перпендикулярном наклонной оси соответствующего эллипсоида. В результате полный диссипативный ток в базовой плоскости оказывается параллельным электрическому полю волны $\mathbf{E}$ и характеризуется изотропной проводимостью

$$\sigma\left(q\right) = \frac{3\pi}{4}\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2\, q^2}}\,\frac{nec}{H}\,J_1^2\left(\eta q\right), \qquad (19)$$

где $n = 3n_1$ — полная концентрация электронов.

Диссипативная проводимость (19) и представляет магнитное затухание Ландау. Оно обусловлено бесстолкновительным поглощением волны электронами с $p_z = 0$. В полуметаллах МЗЛ существует даже при $\mathbf{k}\|\mathbf{H}$, поскольку главная ось эллипсоида наклонена к оси y ($\alpha_4 \neq 0$), продольная скорость v_z содержит осциллирующее слагаемое, пропорциональное $\sin\Phi$, и орбиты электронов с $p_z = 0$ оказываются наклонены к плоскости xy, так что эти электроны движутся в неоднородном волновом поле. Если бы главная ось эллипсоида совпадала с осью y, то величины α_4, η и $J_1\left(\eta q\right)$ были бы равны нулю, и при $\mathbf{k}\|\mathbf{H}$ магнитное затухание Ландау отсутствовало бы.

Проанализируем теперь поведение нелокальной холловской проводимости σ_{xy}. В области $q^2 < 1$ эта функция является почти вещественной. В пренебрежении малыми членами порядка $i\gamma$ выражение для σ_{xy} имеет вид

$$\sigma_{xy}^{(e)} = -\frac{nec}{H}\,F\left(q\right), \qquad (20)$$

$$F\left(q\right) = \frac{3}{2}\sum_{l=1}^{\infty} l \int_0^1 \left[J_{l-1}^2\left(y\right) - J_{l+1}^2\left(y\right)\right]\frac{1 - x^2}{l^2 - q^2x^2}\,dx. \qquad (21)$$

При $q^2 \ll 1$ в (21) можно ограничиться членами с $l = \pm 1$ и ± 2, и $\sigma_{xy}^{(e)}$ дается формулой

$$\sigma_{xy}^{(e)} \approx -\frac{nec}{H}\left(1 - a_0 q^2\right), \qquad a_0 \approx 0.4. \qquad (22)$$

Единица в скобках соответствует локальному пределу, а слагаемое с a_0 представляет собой нелокальную поправку. К этой проводимости мы должны добавить вклад дырок. Параметры дырочного эллипсоида в висмуте таковы, что при $\mathbf{H}\|C_3$ максимальное смещение дырок за циклотронный период в несколько раз меньше соответствующей величины для электронов. Поэтому в области $q^2 < 1$ нелокальные эффекты в дырочной проводимости несущественны, и она хорошо описывается локальным приближением: $\sigma_{xy}^{(h)} = nec/H$. Таким образом, суммарная холловская проводимость

$$\sigma_{xy} \approx \frac{nec}{H}\,a_0 q^2 S\left(q\right), \qquad (23)$$

и для нелокальной проводимости полуметалла мы получаем формулу

$$\sigma_{\pm}\left(q\right) = \frac{nec}{H}\left[\frac{3\pi}{4}\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2\, q^2}}J_1^2\left(\eta q\right) \mp i a_0 q^2 S\left(q\right)\right]. \qquad (24)$$

Благодаря большому численному множителю $\left(\alpha_1/\alpha_2\right)^{1/2}$ вещественная часть $\sigma_{\pm}$, связанная с МЗЛ, более чем на порядок превосходит мнимую часть. Вследствие этого распространение низкочастотных $\omega < \nu$ волн в полуметаллах оказывается невозможным и в них имеет место скин-эффект.

3. Подавление поглощения в нелинейном режиме

Принципиальная возможность подобного эффекта была продемонстрирована в [5], где рассматривалось влияние нелинейности на распространение геликона в щелочном металле в наклонном магнитном поле в условиях существования МЗЛ. Авторы показали, что магнитное поле геликона большой амплитуды может "захватывать" электроны, ответственные за МЗЛ. Захваченные электроны колеблются вдоль вектора $\mathbf{H}$ с определенной частотой ω_0. Если эта частота превосходит частоту столкновений электронов, то затухание геликона уменьшается. Подавление МЗЛ в кадмии может быть настолько существенным [6], что в геометрии, когда поле $\mathbf{H}$ отклонено от оси C_3 и в линейном режиме волновое распространение отсутствует, в нелинейном режиме становится возможным распространение электронного доплерона.

Для выяснения влияния нелинейности на скин-эффект в полуметаллах рассмотрим движение электронов с $p_z \ll p_1$ в поле волны. В системе координат, движущейся вдоль оси z с фазовой скоростью волны ω/k, электрическое поле отсутствует, магнитное поле волны не зависит от времени, и движение электрона описывается уравнением

$$\dot{\mathbf{p}} = -\frac{e}{c}\,\mathbf{v} \times \left(\mathbf{H} + \mathbf{H_w}\left(z\right)\right), \qquad (25)$$

где точка сверху означает производную по времени, $\mathbf{H_w} = \left\{-H_w \sin\left(kz\right),\ H_w \cos\left(kz\right),\ 0\right\}$ — магнитное поле волны. В цилиндрических координатах p_z, p, Φ (25) принимает вид

$$\dot{p}_z = -\frac{\omega_c p}{\sqrt{\alpha_2}}\,\frac{H_w}{H}\cos\Phi\cos kz, \qquad (26)$$

$$\dot{p} = -\frac{\alpha p_z}{p}\,\dot{p}_z, \tag{27}$$

$$\dot{\Phi} = \frac{eH}{mc}, \tag{28}$$

в правой части (26) мы пренебрегли членом, обратно пропорциональным $\sqrt{\alpha_1}$ (α_1 на два порядка превосходит α_2), а в правой части (28) – членами, пропорциональными $\mathbf{H_w}$, поскольку поле волны мало по сравнению с постоянным полем: $\mathbf{H_w} \ll \mathbf{H}$.

Чтобы сделать систему (26)−(28) замкнутой, ее нужно дополнить уравнением

$$\dot{z} \equiv v_z = \frac{\alpha p_z}{m} + \frac{\alpha_4}{\sqrt{\alpha_2}}\frac{p}{m}\sin\Phi. \tag{29}$$

Решение (28) имеет следующий вид: $\Phi = \omega_c t$. Далее ввиду малости p_z/p можно пренебречь изменением p и считать его постоянным: $p = const$. Для решения остающихся уравнений (26) и (29) усредним их по периоду быстрого изменения фазы Φ, отмечая средние значения индексом „c“. Запишем решение в виде

$$z = z_c - \frac{\alpha_4}{\sqrt{\alpha_2}}\frac{p}{m\omega_c}\cos\Phi, \tag{30}$$

второе слагаемое описывает быстрые изменения z вследствие вращения электрона по наклонной орбите. Подставляя (30) в (29), находим

$$\dot{z}_c = \frac{\alpha}{m} p_{zc}. \tag{31}$$

Дифференцируя (31) по t и исключая с помощью (26) $\dot{p}_z$, приходим к уравнению

$$\ddot{z}_c = \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha_2}}\frac{\omega_c p}{m}\frac{H_w}{H}\left[\cos\Phi\cos(kz_c - \eta q\cos\Phi)\right]_c. \tag{32}$$

Поскольку мы рассматриваем случай $q^2 \ll 1$, разложим второй косинус в (32) по степеням $\eta q\cos\Phi$, ограничимся линейным членом разложения и усредним правую часть по Φ. В результате получаем:

$$k\,\ddot{z}_c + \omega_0^2 \sin kz_c = 0, \tag{33}$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{\alpha_4}{2\alpha_2}\omega_c^2 q^2 \frac{H_w}{H}. \tag{34}$$

Первый интеграл (33) имеет вид

$$(\dot{z}_c)^2 = v_{z0}^2 + \frac{2\omega_0^2}{k^2}\cos(kz_c). \tag{35}$$

Электроны, для которых $v_{z0} > \sqrt{2}\omega_0/k$, совершают инфинитное движение вдоль оси z; они называются пролетными. Электроны, для которых $v_{z0} < \sqrt{2}\omega_0/k$, захватываются полем волны и колеблются с частотой порядка ω_0. Захват зависит от отношения ω_0/ν. При $\omega_0 \ll \nu$ захвата не происходит и осуществляется линейный режим. В обратном случае, $\omega_0 \gg \nu$, электроны захватываются волной и бесстолкновительное поглощение уменьшается. Вугальтер и Демиховский [5] показали, что в нелинейном режиме, когда $\omega_0 \gg \nu$, затухание геликона уменьшается в ω_0/ν раз. Поэтому, если в правую часть выражения (19) для $\sigma(q)$ ввести множитель $(1 + \omega_0^2/\nu^2)^{-1/2}$, то мы получим интерполяционную формулу для диссипативной проводимости полуметалла

$$\sigma^{(n)}(q) = \frac{3\pi}{4}\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2 q^2}}\frac{nec}{H}\frac{J_1^2(\eta q)}{(1 + \omega_0^2/\nu^2)^{1/2}}, \tag{36}$$

которая хорошо описывает МЗЛ как в линейном режиме ($\omega_0 \ll \nu$), так и в нелинейном ($\omega_0 \gg \nu$).

4. Скин-эффект в полуметаллах

Волновые свойства полуметалла определяются дисперсионным уравнением (1), в котором мы можем пренебречь отличием $\sigma_\pm$ от $\sigma^{(n)}$ (36) и записать его в форме

$$q^2 = \xi\frac{3\pi i}{4}\sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha_2 q^2}}J_1^2(\eta q)\left(1 + \rho q^2\frac{\omega_c^2}{\nu^2}\right)^{-1/2}, \tag{37}$$

где

$$\xi = \frac{4\pi\omega n p_1^2 c}{eH^3}\frac{\alpha^2}{\alpha_1\alpha_2}, \qquad \rho = \frac{\alpha_4}{2\alpha_2}\frac{H_w}{H}. \tag{38}$$

Поскольку величина ξ обратно пропорциональна H^3, в сильных магнитных полях она становится малой: $\xi \ll 1$. Значения q в этой области также оказываются малыми, (37) упрощается и принимает вид

$$\left[q^2\left(1 + \rho\frac{\omega_c^2}{\nu^2}q^2\right)\right]^{1/2} = i\,\frac{3\pi}{16}\eta^2\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^{1/2}\xi. \tag{39}$$

При амплитудах возбуждающего поля H_w, удовлетворяющих условию $\rho \ll (\nu/\xi\omega_c)^2\alpha_2/\alpha_1$, реализуется линейный режим. В этом случае решение дисперсионного уравнения есть

$$k_s = \frac{i}{\delta}, \qquad \delta = \frac{4\alpha_2^2}{3\pi^2\alpha_4^2}\frac{H^2}{\omega p_1 n}. \tag{40}$$

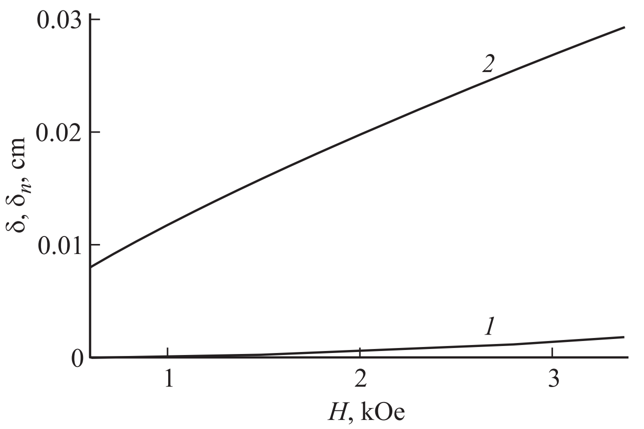
Оно описывает РЧ-поле в скин-слое, которое обусловлено МЗЛ и экспоненциально затухает с расстоянием от поверхности. Глубина скин-слоя δ пропорциональна H^2 и обратно пропорциональна ω.

При больших амплитудах поля H_w, удовлетворяющих неравенству

$$\rho \gg \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\left(\frac{\nu}{\omega_c\xi}\right)^2, \tag{41}$$

второе слагаемое в скобках в левой части (39) оказывается большим по сравнению с единицей и реализуется режим сильной нелинейности. В этом случае (39) сводится к уравнению

$$q^2 = i\frac{3\pi\eta^2}{16}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2\rho}\right)^{1/2}\frac{\nu}{\omega_c}\xi, \tag{42}$$



Зависимость глубины скин-слоя от поля H в линейном (*1*) и нелинейном (*2*) режимах.

решение которого k_{sn} можно записать в форме

$$k_{sn} = \frac{1+i}{\delta_n}, \quad \delta_n = \left(\frac{2\alpha}{3\pi^2 \omega n m \nu}\right)^{1/2} \left(\frac{2\alpha_2}{\alpha_4} H\right)^{3/4} H_w^{1/4}. \tag{43}$$

Глубина скин-слоя δ_n значительно превосходит δ, при этом величина δ_n оказывается пропорциональной $H^{3/4} H_w^{1/4}/\sqrt{\omega\nu}$.

На рисунке приведены результаты расчета зависимостей δ и δ_n от H. Расчет выполнен для мышьяка (энергия Ферми $\varepsilon_F \approx 2\,\mathrm{eV}$) при частоте $\omega/2\pi = 1\,\mathrm{MHz}$, $\nu = 5 \cdot 10^8\,\mathrm{s}^{-1}$, $H_w = 100\,\mathrm{Oe}$. Видно, что захват электронов магнитным полем волны приводит к подавлению МЗЛ и сильному увеличению глубины скин-слоя.

5. Заключение

Выше мы привели расчет глубины скин-слоя в мышьяке, поскольку нелинейные эффекты оказываются наиболее сильными именно в этом полуметалле. Концентрация электронов в нем на три порядка выше, чем в Bi: $n \sim 3 \cdot 10^{20}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Поэтому величина ξ и, следовательно, q^2 в As в 1000 раз больше, чем в Bi, и ее значение в области сильных магнитных полей ($\omega_c \gg \nu$) может быть не очень мало, что необходимо для реализации режима сильной нелинейности. Напротив, в Bi величины ξ и q очень малы, так что нелинейный эффект оказывается намного слабее. Сурьма занимает промежуточное положение между Bi и As ($n \sim 3 \cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$ [9]).

Список литературы

[1] Э.А. Канер, В.Г. Скобов. ЖЭТФ **45**, 610 (1963).
[2] Л.М. Фишер, В.В. Лаврова, В.А. Юдин, О.В. Константинов, В.Г. Скобов. ЖЭТФ **60**, 759 (1971).
[3] В.В. Лаврова, В.Г. Скобов, Л.М. Фишер, А.С. Чернов, В.А. Юдин. ФТТ **15**, 2335 (1973).
[4] И.Ф. Волошин, Н.А. Подлевских, В.Г. Скобов, Л.М. Фишер, А.С. Чернов. ЖЭТФ **90**, 352 (1986).
[5] Г.Ф. Вугальтер, В.Я. Демиховский. ЖЭТФ **70**, 1419 (1976).
[6] В.Г. Скобов, А.С. Чернов. ФТТ **55**, 213 (2013).
[7] E.A. Kaner, V.G. Skobov. Plasma effects in metals. Helicon and alfven waves. Taylor and Francis, London (1971). P. 20.
[8] S. Mase, Y. Fujimori, H. Mori. J. Phys. Soc. Jpn. **21**, 1744 (1966).
[9] А. Крэкнелл, К. Уонг. Поверхность Ферми. Атомиздат, М. (1978). С. 199.