Физика низких температур, 1995, т. 21, №3, с. 295–299 УДК 538.9

Линейный механизм возбуждения колебаний температуры в металле при аномальном скин-эффекте

М. И. Каганов*, П. Контрерас, А. Поланко

Московский государственный университет, Россия, 117234, г. Москва, Воробьевы Горы

Статья поступила в редакцию 13 сентября 1994 г.

Вычислена амплитуда температурной волны, возбуждаемой в металлическом монокристалле при падении на его поверхность электромагнитной волны в условиях аномального скин-эффекта. Для сравнения приведены формулы, относящиеся к нормальному скин-эффекту, и показано, что при изотермической границе распределение температуры не зависит от отношения l/δ_E (l — длина пробега электронов, а δ_E — глубина скин-слоя), т.е. совпадает с распределением температуры при нормальном скин-эффекте.

Обчислено амплитуду температурної хвилі, збудженої в металевому монокристалі при падінні на його поверхню електромагнітної хвилі в умовах аномального скін-ефекту. Для порівнення приведено формули, які відносяться до нормального скін-ефекту, і показано, що при ізотермічній межі розподіл температури не залежить від відношення l/δ_E (l — довжина пробігу електронів, а δ_E — глибина скін-слою), тобто збігається з розподілом температури при нормальному скін-ефекті.

1. В работе [1] была предсказана возможность возбуждения колебаний температуры в металлическом монокристалле. Для этого ось симметрии кристалла должна быть расположена под некоторым углом φ к нормали к поверхности образца, на которую падает электромагнитная волна ($\varphi \neq 0, \pi/2$). Причиной возникновения колебаний температуры служит термоэлектрическая сила. В работах последних лет [2–4] было показано, что колебания температуры благодаря термоупругим напряжениям могут привести к преобразованию электромагнитной энергии в акустическую (ЭМАП). Необычность механизма ЭМАП состоит в том, что, хотя определяющую роль в нем играют колебания температуры, это — линейный механизм. Линейность проявляется в совпадении частот электромагнитной и акустической волн.

При исследовании термоупругого механизма ЭМАП возникает вопрос о предельной частоте электромагнитной волны ω, при которой этот механизм «работает». На первый взгляд термоупругий механизм не может быть распространен на область аномального скин-эффекта, где $l \gg \delta$ (l — длина свободного пробега электронов, δ — глубина скин-слоя). Однако это утверждение неточно. Колебания температуры ограничены естественным условием $\omega\tau \ll 1$, где $\tau = l/v$ — время релаксации квазичастиц, осуществляющих теплоперенос, так как температура — макроскопическое, квазиравновесное понятие. Но, как было отмечено в [5], температурным колебаниям вообще не свойствен аномальный скин-эффект: глубина температурного скин-слоя $\delta_T \sim l/\sqrt{\omega\tau} \gg l$ при $\omega\tau \ll 1$. Однако в условиях электродинамического аномального скин-эффекта ($l \gg \delta$, $\omega\tau \ll 1$) могут возбуждаться колебания температуры в металле.
Если

$$\delta \ll l \ll \delta_T \,, \qquad (1)$$

то источник, обусловленный термоэлектрической силой, нельзя рассматривать как объемный. Он должен быть заменен эффективным граничным условием (ср. с [6]).

Если $q^e(z)$ — плотность потока тепла, переносимого электронами, выведенными из состояния равновесия падающей на металл электромагнитной волной частотой ω (z — координата вдоль нормали к поверхности), то, как показано в [4], распределение температуры при $z \gg l \gg \delta$ определяется следующими асимптотическим формулами:

* Адрес в настоящее время: Agassiz ave., 7, apt. 1, Belmont, MA 02178, USA

© М. И. Каганов, П. Контрерас, А. Поланко, 1995

$$\Theta(z) \approx \frac{e^{ik_T z}}{\kappa_{zz}} \begin{cases} \int_0^\infty q_z^e(z')\,dz' , & (2) \\ -ik_T \int_0^\infty q_z^e(z') z'\,dz' . & (2a) \end{cases}$$

Формула (2) относится к изотермической границе, а (2а) — к адиабатической; $T + \mathrm{Re}\,\Theta(z, t)$ — температура в металле, причем $|\Theta| \ll T$; здесь и везде в дальнейшем подразумевается множитель $e^{-i\omega t}$, $k_T^2 = i\omega C/\kappa_{ik}$, $\mathrm{Im}\,k_T > 0$, $\delta_T = (2\kappa_{zz}/\omega C)^{1/2}$, C — теплоемкость металла, κ_{ik} — тензор коэффициентов теплопроводности*;

$$\mathbf{q}^e(z) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int f_1(z, \mathbf{p}) \mathbf{v}\,(\varepsilon - \varepsilon_F)\,d^3p , \qquad (3)$$

а $f_1(z, \mathbf{p})$ — неравновесная часть функции распределения электронов; ε_F — энергия Ферми; $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$ — скорость электрона с квазиимпульсом $\mathbf{p}$, $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{p})$ — его энергия.

2. Таким образом, для решения задачи о возбуждении температурных колебаний в условиях аномального скин-эффекта необходимо знать функцию $f_1 = f_1(z, \mathbf{p})$ — решение кинетического уравнения Больцмана.

Запишем его в τ-приближении:

$$v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{f_1}{\tau} = -\frac{\partial f_F}{\partial \varepsilon} e v_i E_i(z) . \qquad (4)$$

Здесь $E_i(z)$ — компоненты вектора напряженности электрического поля волны в металле ($z > 0$); $f_F = f_F(\varepsilon)$ — равновесная фермиевская функция, в случае вырождения (при $T \ll \varepsilon_F$) производная $-\partial f_F/\partial\varepsilon$ близка к δ-функции $\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$. Постановка задачи [1] требует асимметрии, когда при нормальном падении электромагнитной волны на поверхность в металле возбуждаются не только поперечные, но и продольная $E_z(z)$ компоненты электрического поля. Компонента $E_z(z)$ определяется из условия

$$j_z(z) = 0 , \qquad (5)$$

где $\mathbf{j}$ — плотность электрического тока:

$$\mathbf{j} = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^3} \int \left(-\frac{\partial f_F}{\partial\varepsilon}\right) \mathbf{v} f_1\,d^3p . \qquad (6)$$

Равенство (5) является следствием уравнения непрерывности $\mathrm{div}\,\mathbf{j} = 0$ и отсутствия тока через поверхность металла.

3. Прежде чем двигаться дальше, вычислим температуру в условиях нормального скин-эффекта, но в терминах, удобных для сравнения с интересующим нас случаем аномального скин-эффекта (ср. с [1,2]).

При нормальном скин-эффекте в кинетическом уравнении следует опустить диффузионный член $v_z(\partial f_1/\partial z)$:

$$f_1 = -\frac{\partial f_F}{\partial\varepsilon} e\tau v_k E_k(z) , \qquad (7)$$

$$j_i = \sigma_{ik} E_k ; \qquad \sigma_{ik} = -\frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{\partial f_F}{\partial\varepsilon} \varphi_{ik}(\varepsilon)\,d\varepsilon ;$$

$$\varphi_{ik}(\varepsilon) = \oint \frac{\tau v_i v_k}{v}\,dS_\varepsilon . \qquad (8)$$

В последнем интеграле интегрирование ведется по изоэнергетической поверхности $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon$, а dS_ε — элемент площади на ней. Из равенства (5) следует

$$E_z(z) = -\frac{\sigma_{z\alpha}}{\sigma_{zz}} E_\alpha(z) , \qquad (9)$$

а z-компонента плотности потока тепла имеет вид

$$q_z^e(z) = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^3} \int \left(-\frac{\partial f_F}{\partial\varepsilon}\right)(\varepsilon - \varepsilon_F) \times$$

$$\times \left\{\varphi_{z\alpha}(\varepsilon) - \varphi_{zz}\frac{\bar{\varphi}_{z\alpha}}{\bar{\varphi}_{zz}}\right\} d\varepsilon\, E_\alpha(z) , \qquad (10)$$

где

$$\bar{\varphi}_{ik} = \int \left(-\frac{\partial f_F}{\partial\varepsilon}\right) \varphi_{ik}(\varepsilon)\,d\varepsilon . \qquad (11)$$

Поскольку при $T \ll \varepsilon_F$

$$\int \left(-\frac{\partial f_F}{\partial\varepsilon}\right)(\varepsilon - \varepsilon_F)^2\,d\varepsilon = \frac{\pi^2}{6} T^2 , \qquad (12)$$

первый неисчезающий член разложения $q_z^e(z)$ по степеням T/ε_F имеет вид

* Нас будет интересовать область низких температур, в которой основным переносчиком тепла служат электроны, а основной механизм диссипации — рассеяние на примесях, дислокациях. Тогда C — электронная теплоемкость ($C \propto T$); $\kappa_{ik} = (\pi^2 T/3e^2)\,\sigma_{ik}$, где σ_{ik} — тензор удельных электропроводностей, характерное значение электропроводности $\sigma \approx ne^2 l/p_F$; n — плотность электронов; p_F — фермиевский импульс.

$$q_z^e(z) = \frac{\pi^2 eT^2}{3(2\pi\hbar)^3}\left\{\varphi'_{z\alpha} - \varphi'_{zz}\frac{\varphi_{z\alpha}}{\varphi_{zz}}\right\}E_\alpha(z)\ . \qquad (13)$$

Штрих означает дифференцирование по энергии ε, все величины $(\varphi_{ik}(\varepsilon), \varphi'_{ik}(\varepsilon))$ определяются при $\varepsilon = \varepsilon_F$.

Пусть (для определенности) падающая волна поляризована вдоль оси x (оси x и y выберем так, чтобы тензор $\sigma^t_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} - (\sigma_{\alpha z}\sigma_{z\beta}/\sigma_{zz})$ имел диагональную форму). Тогда

$$E_x(z) = E_x(0)\,e^{ik_E z}\ ; \quad k_E^2 = \frac{4\pi i\,\omega}{c^2}\sigma^t_{xx}\ ; \qquad (14)$$

$$\frac{E_x}{H_y} = \frac{\omega}{ck_E}\ ; \qquad \operatorname{Im} k_E > 0\ ,$$

и

$$\int_0^\infty E_x(z)\,dz = \frac{E_x(0)}{ik_E} = \frac{i\omega}{ck_E^2}H_y(0)\ ; \qquad (15)$$

$$\int_0^\infty zE_x(z)\,dz = -\frac{E_x(0)}{k_E^2} = -\frac{\omega}{ck_E^3}H_y(0)\ .$$

Используя формулы (2) и (2а), с помощью (7), (14), (15), а также закона Видемана—Франца (см. сноску на стр. 296) получаем

$$\Theta(z) = \frac{e^{ik_T z}eT_c}{8\pi\,\sigma^t_{xx}}\frac{\varphi'_{xz}\varphi_{zz} - \varphi'_{zz}\varphi_{xz}}{\varphi_{zz}}\begin{Bmatrix}1\\ k_T/k_E\end{Bmatrix}H_y(0)\ . \qquad (16)$$

Первая строка относится к изотермической границе (см. (2)), а вторая — к адиабатической. Заметим, что k_T/k_E — действительное положительное число порядка δ_L/l, где $\delta_L \sim c/\Omega_L$ — плазменная (Лэнглмюрова) глубина проникновения, $\Omega_L^2 = 4\pi n e^2/m^*$ — квадрат плазменной (Лэнглмюровой) частоты (m^* — эффективная масса электрона). Будем считать, что $k_T/k_E \ll 1$, так как предполагали источник тепла поверхностным (см. (2) и (2а)).

Для оценок можно считать, что $\varphi'_{ik} \sim \varphi_{ik}/\varepsilon_F$. Тогда, считая анизотропию порядка единицы, имеем

$$\frac{\Theta(z)}{T} \sim e^{ik_T z}\frac{\omega_c}{\Omega_L}\frac{\delta_L}{l}\frac{c}{v_F}\begin{Bmatrix}1\\ k_T/k_E\end{Bmatrix}\ ; \quad \omega_c = \frac{eH_y(0)}{m^*c}\ , \qquad (17)$$

v_F — фермиевская скорость; мы приняли $\varepsilon_F = m^*v_F^2/2$. Конечно, амплитуда колебаний температуры очень мала. Наверное, единственную возможность обнаружить температурные колебания дает термоупругий механизм ЭМАП (см. [2,6]).

Напомним, что формулы (6)–(17) выведены в предположении, что имеет место нормальный скин-эффект, т.е. $l \ll \delta$. Таким образом, формула (16) и оценка (17) справедливы при выполнении следующих неравенств:

$$l \ll \delta \ll \delta_T\ , \qquad T \ll \varepsilon_F\ . \qquad (18)$$

4. Вернемся к случаю аномального скин-эффекта. Решение кинетического уравнения, строго говоря, невозможно без учета граничных условий, описывающих взаимодействие электронов проводимости с поверхностью образца. Однако для оценки эффекта, учитывая, что электродинамические характеристики при предельно аномальном скин-эффекте ($l \gg \delta$) слабо зависят от граничных условий (см. [7]), можно воспользоваться следующим приемом: предполагается, что материальное уравнение, связывающее напряженность электрического поля E и плотность тока j, такое же, как в неограниченном пространстве, а решение уравнений Максвелла ищется в классе разрывных функций (тангенциальные составляющие вектора E имеют излом на границе ($z = 0$)). Это позволяет решить задачу об отражении электромагнитной волны от поверхности металла, вычислив тензор импедансов металлического полупространства $\xi_{\alpha\beta}$:

$$E_\alpha = \xi_{\alpha\beta}[\mathbf{Hn}]_\beta\ ; \quad \alpha\beta = x, y\ ; \quad \mathbf{n} = (0, 0, 1)\ . \qquad (19)$$

Для вывода материального уравнения воспользуемся методом Фурье, введя вместо функций, зависящих от координаты z, их фурье-образы:

$$E_i(k) = \int_{-\infty}^{\infty} E_i(z)\,e^{ikz}\,dz\ ,$$

$$E_i(z) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} E_i(k)\,e^{-ikz}\,dk \qquad (20)$$

и т.п.

Обратите внимание: функции и их фурье-образы обозначаются одинаковыми буквами.

Из (4)–(6) имеем

$$f_1(k) = -\frac{\partial f_F}{\partial\varepsilon}e\tau\frac{v_i v_k}{1 + ikv_z\tau}\ ;$$

$$\sigma_{ik}(k) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3}\bar{\varphi}_{ik}(k) \ ;$$

$$j_i(k) = \sigma_{ik}(k)E_k(k) \ ;$$

$$\bar{\varphi}_{ik}(k) = \int \left(-\frac{\partial f_F}{\partial \varepsilon}\right)\varphi_{ik}(k, \varepsilon)\, d\varepsilon \ ;$$

$$\varphi_{ik}(k, \varepsilon) = \oint\limits_{(\varepsilon)} \frac{dS}{v}\frac{\tau v_i v_n}{1 + (\tau k v_z)^2} \ ;$$

$$E_z(k) = -\frac{\sigma_{z\beta}(k)}{\sigma_{zz}(k)}E_\beta(k) \ ;$$

$$j_\alpha(k) = \sigma^t_{\alpha\beta}(k)E_\beta(k) \ ;$$

$$\sigma^t_{\alpha\beta}(k) = \sigma_{\alpha\beta}(k) - \frac{\sigma_{\alpha z}(k)\,\sigma_{z\beta}(k)}{\sigma_{zz}(k)} \ . \qquad (21)$$

При записи формул (21) мы воспользовались тем, что изоэнергетические поверхности имеют центр инверсии (вследствие этого нечетная по v_z часть функции распределения f_1 не присутствует в приведенных выражениях). Обратим внимание, что все компоненты тензора проводимости — четные функции волнового вектора ($\sigma_{lk}(-k) = \sigma_{ik}(k)$). В полной аналогии с предыдущим рассмотрением

$$q^e_z(k) = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^3}\int \left(-\frac{\partial f_F}{\partial \varepsilon}\right)(\varepsilon - \varepsilon_F) \times$$

$$\times \left\{\varphi_{z\alpha}(\varepsilon, k) - \varphi_{zz}(\varepsilon, k)\frac{\bar{\varphi}_{z\alpha}(k)}{\varphi_{zz}(k)}\right\} d\varepsilon E_\alpha(k) \qquad (22)$$

или

$$q^e_z(k) = \frac{e\pi^2 T^2}{3(2\pi\hbar)^3}\left\{\varphi'_{z\alpha}(k) - \varphi'_{zz}(k)\frac{\varphi_{z\alpha}(k)}{\varphi_{zz}(k)}\right\}E_\alpha(k) \ . \qquad (23)$$

По-прежнему, штрих означает дифференцирование по энергии ε, все величины ($\varphi_{ik}(\varepsilon, k)$; $\varphi'_{ik}(\varepsilon, k)$), берутся при $\varepsilon = \varepsilon_F$.

В Приложении приведено выражение (П.1), конкретизирующее формулу (23) на случай эллипсоидального закона дисперсии электронов проводимости.

Для определения $E_\alpha(z)$ выпишем уравнения Максвелла

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j} \ ; \qquad \mathrm{rot}\,\mathbf{E} = \frac{i\omega}{c}\mathbf{H} \ . \qquad (24)$$

Исключая магнитное поле, имеем

$$\frac{d^2E_\alpha(z)}{dz^2} + \frac{4\pi i\omega}{c^2}j_\alpha(z) = 0 \ . \qquad (25)$$

Для того чтобы воспользоваться методом Фурье, продолжим функции $E_\alpha(z)$ и $j_\alpha(z)$ на полупространство $z < 0$ четным образом: $E_\alpha(-z) = E_\alpha(z)$; $j_\alpha(-z) = j_\alpha(z)$. Возможность такого продолжения не противоречит формулам (21). Направим оси x и y по главным осям тензора $\sigma_{\alpha\beta}(k)$ (для простоты мы считаем, что направления осей не зависят от величины волнового вектора k). Из (21), (24) и (25), учитывая четность $E_\alpha(z)$ и нечетность $H_\alpha(z)$, получаем

$$E_{\substack{x\\(y)}} = \pm\frac{2i\omega}{c}\frac{H_{\substack{y\\(x)}}(0)}{(4\pi i\omega/c^2)\,\sigma_{\substack{xx\\(yy)}}(k) - k^2} \ ;$$

$$H_\alpha(0) = H_\alpha(z = 0) \ . \qquad (26)$$

Отсюда, согласно определению (19), главные значения импеданса

$$\xi_{\substack{xx\\(yy)}} = \pm\frac{2i\omega}{c^2}\int\limits_0^\infty \frac{dk}{(4\pi i\omega/c^2)\,\sigma_{\substack{xx\\(yy)}}(k) - k^2} \ . \qquad (27)$$

Последняя формула написана только для полноты картины.

Формулы (2), (20), (23) и (26) позволяют вычислить значение $\Theta(z)$. Однако для случая изотермической границы в вычислении нет необходимости. Распределение температуры определяется первыми строками формул (16) и (17) вне зависимости от отношения l/δ. Действительно, так как $E_\alpha(z)$ — четные функции координаты z, а $\sigma_{ik}(k)$ — четные функции волнового вектора k, то

$$\int\limits_0^\infty q^e_z(z)\, dz = \frac{1}{2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} q^e_z(z)\, dz = \frac{1}{2}\, q^e_z(k)\Big|_{k=0} \ .$$

Последнее равенство — следствие определения (20). Но при $k = 0$ значения всех фурье-компонент кинетических коэффициентов совпадают с их макроскопическими значениями (ср. (21) и (17)). Таким образом, наше утверждение доказано.

(Наше утверждение может вызвать удивление, так как известно [7,8], что глубина проникновения при аномальном скин-эффекте $\delta_{an} \sim (\delta^2 l)^{1/3} \neq \delta$, что, казалось бы, должно привести к зависимости амплитуды тепловой волны Θ от отношения δ/l. Дело в том, что при вычислении глубины проникновения любой величины, неэкспоненциально зависящей от координаты, глубина проникновения существенно зависит от способа ее определения. Величина δ_{an} определена по реальной зависимости E_x от координаты (см. [8], стр. 445): по своему смыслу она обозначает расстояние, на котором $E_x(z)$ существенно изменяется (за-

тухает). Если определить глубину проникновения $\bar{\delta}$ как отношение

$$\bar{\delta} = \frac{1}{E_x(z=0)} \int_0^\infty E_x(z)\, dz\,,$$

то, воспользовавшись выражениями (26) и (20), получаем ($\xi \equiv \xi_{xx}$, анизотропией пренебрегаем)

$$\delta = \frac{c}{4\pi\sigma\xi} \sim \frac{\delta^{4/3}}{l^{1/3}}; \qquad \delta = \frac{c}{2\pi\sigma\omega}.$$

Если бы мы выразили Θ не через $H_y(0)$, а через $E_x(0)$, то вследствие зависимости ξ от l/δ амплитуды тепловой волны при нормальном и аномальном скин-эффекте отличались бы.)

В случае адиабатической границы дело обстоит сложнее. Аккуратную оценку интеграла в формуле (2а) провести трудно, поскольку зависимости $\varphi_{ik}(k)$ и $\varphi'_{ik}(k)$ определяются конкретным видом закона дисперсии электронов проводимости. Совсем грубо можно принять, что электронный поток тепла затухает на длине $\sim\delta_{an}\sim(\delta^2 l)^{1/3}$, где δ — нормальная глубина проникновения при частоте ω [8]. Тогда из формула (2а) видно, что в данном случае (адиабатическая граница, аномальный скин-эффект) амплитуда колебаний температуры в δ_T/δ_{an} раз меньше, чем амплитуда колебаний в случае изотермической границы.

В [4] высказаны качественные соображения, объясняющие такое соотношение амплитуд колебаний температуры. Там же приведена оценка амплитуды звуковой волны, возбуждаемой в металле за счет термоупругих напряжений. Поэтому в настоящем сообщении мы на этом не останавливаемся.

В заключение мы благодарим А. Н. Васильева за многочисленные обсуждения затронутых здесь вопросов, а также И. М. Каганову, которая получила формулу (П.1). Один из авторов (М. И. К.) выражает признательность проф. Юй Лу и руководству ICTP (Триест, Италия): эта работа была начата во время пребывания М. И. Каганова в ICTP и облегчалась полезными дискуссиями с проф. Юй Лу.

Приложение

Формулу (23) можно конкретизировать, предположив, что поверхность Ферми — эллипсоид (для простоты — одноосный), ось которого повернута на угол χ к нормали к поверхности кристалла. Пусть $m_\parallel$ и $m_\perp$ — эффективные массы электронов проводимости. Тогда выражение в фигурных скобках в формуле (23) имеет вид

$$\Phi_{zx} \equiv \varphi'_{zx}(k) - \varphi'_{zz}(k)\frac{\varphi_{zx}(k)}{\varphi_{zz}(k)} = -\frac{4\pi\sqrt{2\varepsilon_F m_\parallel^2 m_\perp}}{(\cos^2\chi + \mu\sin^2\chi)^2} \times$$

$$\times \frac{\sin\chi\cos\chi}{k^2\tau}\left(1 - \frac{\operatorname{arctg} u}{u}\right)\frac{d\mu}{d\varepsilon}\bigg|_{\varepsilon=\varepsilon_F}, \qquad (\text{П}.1)$$

где $\mu = \dfrac{m_\perp}{m_\parallel}$, а $u = k\tau\sqrt{\dfrac{2\varepsilon_F}{m_\perp}(\cos^2\chi + \mu\sin^2\chi)}$.

При $m_\perp = m_\parallel$ отношение $\mu \equiv 1$ и $d\mu/d\varepsilon = 0$, как и должно быть. Подчеркнем, что $\Phi_{zx} \equiv 0$, если эффективные массы константы. По существу это означает, что рассматриваемый эффект имеет место только за пределами квадратичного спектра электронов проводимости. Правда этот вывод основан на формулах, полученных с помощью кинетического уравнения в τ-приближении и, как показывает анализ, справедлив при зеркальном отражении электронов от границы образца.

1. М. И. Каганов, В. М. Цукерник, *ЖЭТФ* **35**, 474 (1958).
2. М. И. Каганов, *ЖЭТФ* **98**, 1828 (1990).
3. М. И. Каганов, Ф. М. Мааллави, *ФНТ* **18**, 737 (1992).
4. А. Н. Васильев, М. И. Каганов, Ф. М. Мааллави, *УФН* **163**, 81 (1993).
5. А. Н. Васильев, Ю. П. Гайдуков, М. И. Каганов, Е. Г. Кругликов, *ЖЭТФ* **101**, 671 (1992).
6. А. Н. Васильев, М. И. Каганов, *УФН* **163**, 67 (1993).
7 G. E. Renter, E. H. Sondheimer, *Proc. Roy. Soc.* A195, 336 (1948).
8. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, Москва (1979).

On the linear mechanism of excitation of temperature fluctuations in metal at anomalous skin effect

M. I. Kaganov, P. Kontreras, and A. Polanko

An amplitude of the temperature wave induced by the electromagnetic wave incident on the surface of metal single crystal has been calculated at anomalous skin effect. For comparison, the formula are added obtained in the normal skin effect conditions. It is shown that with an isothermal boundary a distribution of the temperature is not dependent upon the ratio l/δ_E; where l is the electron path length, δ_E, the skin depth, i.e. it coincides with a distribution of the temperature at normal skin effect.