Физика и техника высоких давлений 2007, том 17, № 3

PACS: 75.80.+q, 75.70.Cn

В.М. Гохфельд

НЕРАВНОВЕСНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ВЫРОЖДЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: gokhfeld@teor.fti.ac.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 13 июля 2006 года

Теоретически показано, что под действием переменных внешних полей – электрического или упругого – в проводнике, помещенном в постоянное магнитное поле, возникает индуцированная электронная намагниченность. Найдено ее пространственное распределение в полубесконечном образце, вычислена интегральная восприимчивость образца конечных размеров с учетом поверхностного рассеяния электронов. Оценки свидетельствуют о возможности наблюдения обоих эффектов.

1. Введение

Широко известная намагниченность электронного газа в металле во внешнем (постоянном) магнитном поле **H** обусловлена квантованием, изменяющим *равновесное* энергетическое распределение частиц по сравнению со случаем $H = 0$. В результате полная энергия газа U зависит от H, и возникает магнитный момент $\mathbf{M} = -\partial U/\partial \mathbf{H}$ (пара- или диамагнитный в зависимости от соотношения параметров электронного спектра [1,2]). Но то же самое можно сказать и о *неравновесном* распределении носителей в переменных внешних полях; следовательно, электронные кинетические процессы в «подмагничивающем» поле **H** могут проявиться в дополнительной намагниченности проводника, зависящей от времени и координат. Пространственная неоднородность здесь существенна[1], поэтому в интегральном смысле, т.е. в среднем по объему массивного образца, такие эффекты будут, по-видимому, малы в сравнении с равновесным магнетизмом Паули и Ландау. Однако в тонких проводниках эта малость не столь уж сильна. Огромная точность современных магнитных измерений, основанных на технике SQUID (см., например, [4]), дает основание надеяться не только на обнаружение неравновесных магнитных явлений, но и на получение с их помощью некоторой информации о спектральных и релаксационных свойствах электронной подсистемы.

[1] Важная роль неоднородности в магнитоэлектрических явлениях указана в работе [3].

В настоящей статье рассматривается неравновесная электронная намагниченность проводника, помещенного в постоянное и однородное магнитное поле, возникающая под действием переменного электрического поля (п. 3) или ультразвуковых упругих смещений (п. 4). Предполагается простейшая геометрия опыта, когда все три поля **H**, **E** и **u**, а следовательно, и индуцированный магнитный момент $\delta\mathbf{M}$, направлены по нормали к поверхности образца (ось z).

Необходимо подчеркнуть отличие от «собственных» магнитоэлектрического и пьезомагнитного эффектов, которые связаны с перекрестными членами типа $a_{\mu\nu}E_{\mu}H_{\nu}$ в термодинамических потенциалах магнетика и потому обусловлены известными симметрийными ограничениями [5]. В рассматриваемом случае добавка к энергии квадратична по **H** (см. ниже (7)), так что эти ограничения к нему не относятся. В работе [6] было показано, что в немагнитном проводящем кристалле, не обладающем центром инверсии, в электрическом поле может возникать неравновесная намагниченность, обусловленная взаимодействием электронных спинов с примесным потенциалом. В нашем случае достаточно учесть лишь обычные процессы релаксации электронного распределения; предполагается, что как объемное, так и поверхностное рассеяние носителей может быть описано в приближении постоянного (в частности, не зависящего от **H**) времени релаксации[2].

2. Общие формулы

Вычислим добавку к полной энергии электронов, возникающую в магнитном поле **H** за счет квантования и спинового расщепления их спектра; предполагается, что он может быть представлен в виде

$$\varepsilon_{\alpha} = \varepsilon_z(p_z) + \left(n + \frac{1 \pm \gamma}{2}\right)\hbar\Omega\,; \quad \Omega \equiv \frac{eH}{m^* c}\,; \quad \gamma \equiv \frac{m^*}{m}\,, \tag{1}$$

где m – «свободная» масса, входящая в магнетон Бора $\beta = e\hbar/2mc$; m^* – «циклотронная» масса, в общем случае зависящая от квазиимпульса p_z. Энергию ε_z ради простоты будем считать четной и монотонно возрастающей функцией p_z, причем $\max(\varepsilon_z)$ (в пределах ячейки Бриллюэна) превышает уровень Ферми ε_F. Иными словами, исходная (при $H = 0$) поверхность Ферми (ПФ) симметрична по p_z и имеет всего две так называемые «опорные» точки $p_z = \pm p_F$, в которых $\varepsilon_z(\pm p_F) = \varepsilon_F$.

Очевидно (см., напр., [8]), суммарная энергия «поперечного движения» носителей

$$U_{\perp} = \frac{eH}{(2\pi\hbar)^2 c}\sum_{\pm}\sum_{n=0}^{\infty}\int \mathrm{d}p_z \left(n + \frac{1 \pm \gamma}{2}\right)\hbar\Omega f_{\alpha}\,, \tag{2}$$

где (α) – совокупность квантовых чисел $(n, \pm, p_z)$;

---

[2] Например, согласно [7] при рассеянии электронов на нейтральных точечных дефектах $\tau(H) \cong \mathrm{const}$ при легко выполнимом условии $\hbar\Omega \ll \varepsilon_F$.

$$f_\alpha = F(\varepsilon_\alpha) - F'(\varepsilon_\alpha)\psi_\alpha(\mathbf{r},t) \quad (3)$$

– линеаризованное неравновесное распределение носителей;

$$F(\varepsilon) \equiv \left(1 + \exp\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{T}\right)^{-1} \quad (4)$$

– равновесная функция Ферми; T – температура в энергетических единицах. Суммирование в (2), т.е. переход к квазиклассическому описанию при

$$\hbar\Omega < T << \varepsilon_F, \quad (5)$$

можно выполнить с помощью известной формулы Эйлера–Маклорена, которая, как нетрудно показать, в данном случае принимает вид

$$\sum_{\pm}\sum_{n=0}^{\infty} g\left(n + \frac{1\pm\gamma}{2}\right) \approx 2\int_0^{\infty} \mathrm{d}x g(x) + \frac{1-3\gamma^2}{12} g'(0). \quad (6)$$

Функцию ψ, характеризующую отклонения от равновесия, – либо ее фурье-образ ψ_k – теперь достаточно вычислить из классического кинетического уравнения (см. ниже (9), (18) и (П.1)). Магнитное поле вообще не входит в него, если исходный спектр обладает аксиальной симметрией, а возмущающие поля продольны, т.е. направлены вдоль **H**. Поэтому, применяя формулу (6) к выражению (2), нетрудно убедиться, что от H зависит лишь та его часть, которая соответствует внеинтегральному члену в (6). В этой части слагаемое с $F(\varepsilon_\alpha) \to F(\varepsilon_z)$ описывает равновесную намагниченность электронного газа, а интересующая нас неравновесная добавка к энергии $U_\perp$ составляет

$$\delta U_\perp \approx \left(\frac{\beta H}{2\pi}\right)^2 \hbar^{-3} \int \mathrm{d}p_z \left(m^* - \frac{m^2}{3m^*}\right) F'\big(\varepsilon_z(p_z)\big)\psi\,(p_z). \quad (7)$$

Отсюда, используя известные свойства фермиевской функции при низких температурах, находим

$$\delta M \approx \frac{\beta^2 H}{2\pi^2\hbar^3}\left(m_F^* - \frac{m^2}{3m_F^*}\right)\frac{\psi(p_F) + \psi(-p_F)}{v_F}, \quad (8)$$

где $v_F \equiv \left|\varepsilon_z'(p_F)\right|$ и m_F^* – значения соответственно скорости и циклотронной массы электронов при $p_z = p_F$; значения ψ также берутся в опорных точках ПФ. Отметим, что вблизи этих точек ларморовская прецессия носителей незначительна и функция ψ слабо зависит от азимутального угла, так что принятое выше упрощающее предположение об аксиальной симметрии спектра по существу оказывается излишним.

Мы получили весьма наглядный результат: формула (8) напрямую связывает индуцированную намагниченность электронного газа с неравновесностью его функции распределения.

3. Неравновесный магнитоэлектрический эффект

Пусть возмущающим фактором служит переменное электрическое поле $E(0,t) = E(0)\exp(-i\omega t)$, приложенное к поверхности образца; последний занимает слой $0 \le z \le D$. В дальнейших (промежуточных) формулах общий временной множитель $\exp(-i\omega t)$ будем опускать.

Задача сводится к совместному решению кинетического уравнения

$$v_z\psi' - i\omega\psi + \tau^{-1}\left(\psi - \frac{\langle\psi\rangle}{\langle 1\rangle}\right) = -eEv_z \tag{9}$$

и уравнения Пуассона

$$eE' = -4\pi e^2\langle\psi\rangle \equiv -\kappa^2\frac{\langle\psi\rangle}{\langle 1\rangle}, \tag{10}$$

в которых штрих означает дифференцирование по координате z, а угловые скобки – интегрирование по ПФ:

$$\langle\ldots\rangle \equiv 2(2\pi\hbar)^{-3}\int\limits_{-p_F}^{p_F} m^*\mathrm{d}p_z\int\limits_0^{2\pi}\ldots\mathrm{d}\varphi, \tag{11}$$

так что $\langle 1\rangle$ есть энергетическая плотность состояний на уровне Ферми ε_F, $\kappa \equiv \sqrt{4\pi e^2\langle 1\rangle}$ – известный декремент статического экранирования и, наконец, τ – время релаксации относительно объемного рассеяния носителей.

Считая грани образца $z_S = (0, D)$ параллельными кристаллической плоскости отражения, предположим простейшее – так называемое «зеркальное» – граничное условие

$$\psi(z_S; p_x, p_y, p_z) = \psi(z_S; p_x, p_y, -p_z), \tag{12}$$

автоматически обеспечивающее непротекание тока через поверхность проводника. Для кристалла с совершенной поверхностью его можно считать приближенно оправданным, особенно в случае малых фермиевских импульсов, как, например, в полуметаллах [9,10]. В менее благоприятных ситуациях это условие можно принять как модельное, существенно облегчающее расчеты (см. ниже п. 5).

Действительно, в опытах обычно измеряется интегральная намагниченность образца; поэтому здесь нас будет интересовать усредненное по его толщине значение последнего фактора в (8). При условии (12) из уравнений (9), (10) немедленно следует соотношение

$$\int\limits_0^D \mathrm{d}z\left[\psi(z,p_z) + \psi(z,-p_z)\right] = 2e\frac{E(0) - E(D)}{\kappa^2(1 - i\omega\tau)}, \tag{13}$$

в котором нужно еще учесть, что при макроскопической толщине образца, $D >> \kappa^{-1}$, очевидно, $E(D) << E(0)$. В результате эффективная, т.е. средняя по образцу, неравновесная добавка к магнитной восприимчивости пропорциональна приложенному электрическому полю $E(0)$ и равна

$$(\delta\chi)_{\text{eff}} \cong \chi_F \frac{eE(0)}{\kappa^2 D p_F v_F} \frac{e^{-i\omega t}}{1-i\omega\tau}, \tag{14}$$

где величина

$$\chi_F \equiv \frac{4p_F}{\pi\hbar^3}\left(m_F^* - \frac{m^2}{3m_F^*}\right)\beta^2 \tag{15}$$

имеет порядок равновесной магнитной восприимчивости $\chi_{\text{eq}} \equiv 4\pi M_{\text{eq}} / H$ (см., напр., [11]) и совпадает с нею, если m^* не зависит от p_z.

Итак, при не слишком высоких частотах, когда $\omega\tau < 1$, относительная оценка неравновесного эффекта есть

$$\left|(\delta\chi)_{\text{eff}}\right| / \chi_F \simeq eE(0) / m_F^* D\Omega_p^2, \tag{16}$$

где $\Omega_p^2 \simeq 4\pi Ne^2 / m^*$ – квадрат плазменной частоты. Видно, что наиболее подходящими объектами были бы вырожденные проводники со сравнительно небольшой объемной концентрацией свободных носителей N. Например, для висмута $\Omega_p^2 \simeq 10^{27}$ s^{-2}; $m_F^* \gtrsim$ g; при этом $\chi_{\text{eq}} \approx 1.35 \cdot 10^{-5}$ (эти данные приведены в обзоре [12]). Возмущающее поле $E(0)$ в принципе ограничено лишь электрической прочностью S изолирующей прокладки между образцом и электродом; у хороших диэлектриков $S \simeq 10^4$ c.g.s.e.m.u. В результате уже для довольно толстого (D = 1 mm) образца получаем:

$$\left|(\delta\chi)_{\text{eff}} / \chi_F\right| \simeq 10^{-3}; \quad \left|(\delta\chi)_{\text{eff}}\right| \simeq 10^{-8}. \tag{17}$$

4. Намагниченность, индуцируемая ультразвуком

Пусть теперь в образце создано поле монохроматических продольных упругих смещений: $u_z(z,t) = u(z)\exp(-i\omega t)$. Как известно [13], при этом неравновесность электронной подсистемы определяется в основном скоростью изменения энергии электрона в деформированном кристалле:

$$\left(\lambda_{zz} - \frac{\langle\lambda_{zz}\rangle}{\langle 1\rangle}\right)\dot{u}_{zz} \equiv -i\omega\Lambda_{zz}u', \tag{18}$$

где четная по p_z функция $\lambda_{zz}(\mathbf{p})$ есть соответствующая компонента тензора деформационного потенциала, введенного Ахиезером (см. [13]). Величину (18) и следует подставить в правую часть уравнения (9); электрическим же полем и отклонениями от электронейтральности в нем теперь можно пренебречь. В результате такой замены из кинетического уравнения – опять-таки с краевым условием (12) – получаем

$$\int_0^D \mathrm{d}z\left[\psi(z,p_z) + \psi(z,-p_z)\right] = 2\frac{\omega\tau}{\omega\tau + i}\Lambda_{zz}(p_z)\left[u(0) - u(D)\right]. \tag{19}$$

Как и в предыдущем случае (ср. (14)), существенна асимметрия возмущающего поля в образце: например, если он является полуволновым резонатором, то $u(D) = -u(0)$. Подставляя (19) в общую формулу (8), для индуцированной звуком магнитной восприимчивости металла находим

$$(\delta\chi)_{\text{eff}} \cong \chi_F \frac{\Lambda_{zzF}}{p_F v_F} \frac{\omega\tau}{\omega\tau + i} \frac{2u(0)}{D} \exp(-i\omega t)\,. \tag{20}$$

Порядок величины Λ_{zzF}, вообще говоря, сравним с $p_F v_F$ [13]; режим $\omega\tau \simeq 1$ в чистых монокристаллических образцах при низкой температуре может достигаться при не слишком высоких частотах. Что же касается предпоследнего фактора в (20), то при $\omega/2\pi \simeq 10^8$ s^{-1} смещения в звуковой волне обычно не превосходят $3\cdot10^{-8}$ cm [14]; однако толщина образца D (в принципе) ограничена снизу лишь длиной полуволны. Полагая $D \simeq 10^{-3}$–10^{-4} cm, получаем

$$\left|(\delta\chi)_{\text{eff}}\right| / \chi_F \simeq 10^{-4}\,. \tag{21}$$

Абсолютная же (порядковая) оценка эффекта дается выражением

$$\left|(\delta\chi)_{\text{eff}}\right| \simeq \frac{e^2}{\hbar c} \frac{v_F u(0)}{cD} \simeq 10^{-9}\,. \tag{22}$$

5. Учет поверхностного рассеяния электронов

Отражаясь от поверхности реального кристалла, электроны проводимости рассеиваются ее неоднородностями (микроступеньки, адсорбированные атомы, вакансии и т.п.). При этом граничное условие (ср. (12)) следует записать как интегральное линейое соотношение между распределениями отраженных и падающих частиц – с интегрированием по квазиимпульсам последних [15]. В общем случае результаты такого подхода довольно сложны. Однако рассматриваемый эффект формируется узкой группой носителей (окрестностями опорных точек ПФ), выход из которой – с определенной вероятностью $P > 1$ – происходит при каждом соударении с границей[3]. Можно предположить, что «микроскопически» условие (12) соблюдается и для дефектной границы, а рассеяние ею электронов эквивалентно дополнительной объемной релаксации с частотой $\simeq P v_F / D$. Таким образом качественный учет поверхностного рассеяния сводится здесь к перенормировке

$$\tau \to \frac{\tau}{1 + P v_F \tau / D}\,. \tag{23}$$

6. Обсуждение результатов

В литературе сообщается об измерениях магнитной восприимчивости в технике SQUID с чувствительностью до $\simeq 10^{-12}$; детектируются даже сверх-

[3] В опытах по фокусировке электронов магнитным полем [10] эта вероятность – при нормальном падении электронов на совершенную (электролитически полированную) грань образца – составляла $P \approx 0.2$ для висмута и $P \approx 0.4$ для вольфрама.

слабые магнитные поля до 10^{-13} Gs (см., напр., [4,16,17] и цитируемую там литературу). Поэтому выделение обоих рассмотренных эффектов – тем более переменных – на фоне постоянного подмагничивающего поля **H** представляется возможным даже с некоторым запасом точности.

Напомним, что тензор деформационного потенциала $\Lambda_{ik}(\mathbf{p})$ является важной характеристикой электронной подсистемы данного металла, в значительной мере определяющей всю совокупность акустоэлектронных явлений при низких температурах. Поскольку остальные величины, входящие в формулу (20), могут быть найдены независимо (в частности, с использованием результата (14), (15)), рассмотренный эффект в принципе дает новую возможность измерения диагональных компонент Λ_{ik} в определенных точках ПФ.

В заключение укажем следующее интересное обстоятельство. Для ПФ, открытой вдоль p_z – точнее, в случае $\max(\varepsilon_z(p_z)) < \varepsilon_F$ (см. (1)), – входящая в (7) функция $F'(\varepsilon_z)$ экспоненциально мала, т.е. эффект в данном приближении отсутствует. Таким образом, описанные явления неравновесной намагниченности критичны к наличию опорных точек на ПФ для данного (параллельного **H**) направления.

Автор признателен Ю.Г. Пашкевичу и С.В. Тарасенко за обсуждение работы.

Приложение

Распределение намагниченности в полубесконечном образце

Как указывалось выше, в опытах обычно измеряется интегральная намагниченность образца. Однако в принципе возможны и «дифференциальные» измерения при различных положениях (z) измерительной петли магнитометра относительно образца, имеющего значительный z-размер D (например, цилиндра с $D >> R$). При достаточной чувствительности магнитометра и большой длине свободного пробега носителей L такие измерения позволили бы оценить эту длину, причем (как и выше для Λ_{zz}) относящуюся к опорной точке ПФ, $L_F = v_F\tau$. В связи с этим представляет интерес распределение индуцированной электрическим полем намагниченности в массивном, формально – полубесконечном проводнике, $0 \le z +\infty$. При «зеркальном» граничном условии (12) эта задача[4] легко решается методом Фурье после нечетного продолжения функции $E(z)$ на полуось $z < 0$. Действительно, нетрудно убедиться, что условие (12) обеспечивает непрерывность $\psi(z)$ при таком

[4] Она в известной мере аналогична решавшейся в [18,19] задаче о проникновении в проводник электрического поля, приложенного к его поверхности. В этих работах учитывалось поверхностное рассеяние носителей и было показано, что оно не приводит к качественному искажению результатов, полученных с «зеркальным» граничным условием (12).

продолжении[5]; в результате в фурье-образах (они обозначены индексом k) уравнения (9) и (10) принимают вид

$$i(kv_z-\tilde{\omega})\psi_k=\langle\psi_k\rangle/\langle 1\rangle\tau-eE_k v_z;$$

$$\tilde{\omega}\equiv\omega+i/\tau; \qquad (\text{П}.1)$$

$$ikeE_k=2eE(0)-\kappa^2\langle\psi\rangle/\langle 1\rangle. \qquad (\text{П}.2)$$

Решая их совместно, для четной части функции распределения, входящей в (8), с точностью до поправок $\propto\left|\tilde{\omega}/\kappa v_F\right|^2\simeq\left|\tilde{\omega}/\Omega_p\right|^2<<1$ находим

$$\psi_k(p_F)+\psi_k(-p_F)=\frac{4eE(0)}{\in}\frac{v_F^2}{k^2v_F^2-\tilde{\omega}^2}. \qquad (\text{П}.3)$$

Здесь

$$\in\ =1+\frac{\kappa^2}{k^2}\frac{\tilde{\omega}W}{\omega+iW/\tau};\quad W\equiv\langle 1\rangle^{-1}\left\langle\frac{kv_z}{kv_z-\tilde{\omega}}\right\rangle \qquad (\text{П}.4)$$

– квазиклассическое выражение для продольной диэлектрической функции $\in(k,\omega)$, найденное в [18]; при сравнительно низких частотах оно сводится к простому виду

$$\in\approx 1-\kappa^2/k^2\quad(\omega\tau<<1). \qquad (\text{П}.5)$$

Ограничиваясь этим случаем, выполняя обратное фурье-преобразование выражения (П.3) и подставляя его в общую формулу (8), получаем

$$4\pi\delta M(z)\cong\chi_F H\frac{eE(0)}{p_F v_F\kappa}\left(\exp(-\kappa z)-\frac{1}{\kappa L_F}\exp(-z/L_F)\right) \qquad (\text{П}.6)$$

(χ_F см. в (15)). Распределение неравновесной намагниченности знакопеременно, т.е. носит характер «двойного слоя». Для первого члена предэкспонента неожиданно велика[6], однако он экранируется уже на микроскопических расстояниях от границы $\simeq\kappa^{-1}$. Реально наблюдаемым может быть лишь второе, «кинетическое» слагаемое, сохраняющееся до глубин порядка длины свободного пробега носителей; при $z\simeq L_F\simeq D$ его оценка согласуется с полученной выше (16) для образца конечной толщины D.

---

[5] Кроме того, «зеркальное» отражение от *боковой* поверхности образца не влияет на распределение электронов по p_z. Поэтому поперечный размер образца не имеет значения, и вместо (реального) полуцилиндра с конечным R можно рассматривать полупространство.

[6] Так, для висмута, полагая, как и выше, $E(0)\simeq 10^4$ c.g.s.e.m.u.; $\kappa v_F\simeq\Omega\simeq 3\cdot 10^{13}$ s^{-1}, а также $p_F\simeq(0.6-8)\cdot 10^{-21}$ g·cm/s (см. [12]), находим

$$eE(0)/p_F v_F\kappa\simeq 10^2,$$

т.е. в микроскопическом слое вблизи границы индуцированная намагниченность может даже превышать равновесное значение $H\chi_F$.

1. *W. Pauli*, Zs. Phys. **41**, 81 (1927).
2. *Л.Д. Ландау*, Zs. Phys. **64**, 629 (1930).
3. *В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский*, Письма в ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
4. *J. Barone, G. Paterno*, Physics and applications of the Josephson effect, J. Wiley and Sons, New York (1982).
5. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, Наука, Москва (1982).
6. *Л.С. Левитов, Ю.В. Назаров, Г.М. Элиашберг*, ЖЭТФ **88**, 229 (1985).
7. *А.А. Абрамов*, ЖЭТФ **53**, 1391 (1969).
8. *Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский*, Физическая кинетика, Наука, Москва (1979), с. 311.
9. *А.Ф. Андреев*, УФН **105**, 113 (1971).
10. *В.С. Цой*, в кн.: Электроны проводимости, М.И. Каганов, В.С. Эдельман (ред.), Наука, Москва (1985), с. 329–371.
11. *В. Вонсовский*, Магнетизм, Наука, Москва (1971), с. 174–178.
12. *В.С. Эдельман*, в кн.: Электроны проводимости, М.И. Каганов, В.С. Эдельман (ред.), Наука, Москва (1985), с. 229–253.
13. *В.М. Конторович*, Динамические уравнения теории упругости в металлах, Там же, с. 44–100.
14. *Ультразвук*, И.П. Голямина (ред.), Сов. энцикл., Москва (1979), с. 13.
15. *В.И. Окулов, В.В. Устинов*, ФНТ **5**, 213 (1979).
16. *И.М. Дмитренко*, в кн.: Физика твердого тела. Энциклопедический словарь, Наукова думка, Киев (1998), т. 2, с. 238.
17. *И.О. Кулик*, Джозефсона эффекты, Там же, т. 1, с. 229–231.
18. *В.М. Гохфельд, М.А. Гулянский, М.И. Каганов, А.Г. Плявенек*, ЖЭТФ **89**, 985 (1985).
19. *В.М. Гохфельд, М.И. Каганов, Г.Я. Любарский*, ЖЭТФ **92**, 523 (1987).

V.M. Gokhfeld

NONEQUILIBRIUM MAGNETIZATION OF DEGENERATE ELECTRON GAS

It is shown theoretically that alternating external fields – electric or elastic – can induce a nonequilibrium electron magnetization of metal placed in a constant magnetic field. The spatial distribution of induced magnetization in semi-infinite sample is found and the integral susceptibility of finite sample is calculated taking the surface scattering of charge carriers into account. Our estimations show the observability of the both effects.