

## О поверхностной намагниченности проводника в переменном электрическом поле

В.М. Гохфельд

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

Статья поступила в редакцию 16 февраля 2004 г., после переработки 11 мая 2004 г.

Вычислена неравновесная добавка к электронной парамагнитной восприимчивости проводника в переменном электрическом поле, приложенном к его поверхности.

Обчислено нерівноважний доданок до електронної парамагнітної сприйнятливості проводника у змінному електричному полі, що прикладено до його поверхні.

PACS: 75.30.Pd

### 1. Введение

Равновесная спиновая намагниченность металлов, открытая Дорфманом и объясненная Паули, широко известна [1,2]. Однако неравновесность электронного распределения в переменных и неоднородных внешних полях — при постоянном магнитном поле  $\mathbf{H}$  — также может быть поляризованной по спине, т.е. различной для спиновых подзон с глубинами  $\varepsilon_F + \beta H$  и  $\varepsilon_F - \beta H$  ( $\varepsilon_F$  — энергия Ферми,  $\beta = e\hbar/2mc$  — магнетон Бора). В частности, нарушения электронейтральности проводника, вызванные переменным электрическим полем, должны сопровождаться вынужденными (с той же частотой  $\omega$ ) колебаниями его магнитного момента  $\mathbf{M}$ . Эффект, очевидно, носит поверхностный характер: максимальным (по модулю) является краевое значение индуцируемой намагниченности  $4\pi\tilde{\mathbf{M}}(0)$ .

В предлагаемом кратком сообщении эта величина, при разумных упрощающих предположениях, будет вычислена и выражена через параметры электронного спектра. Неравновесная намагниченность

асимметричного (не обладающего центром инверсии) металла в электрическом поле, обусловленная взаимодействием электронных спинов с примесным потенциалом, исследована в [3]; важная роль неоднородности в магнитоэлектрических явлениях указана в [4]. В рассматриваемом случае главную роль играет естественная неоднородность, связанная с наличием границы образца, а процессы рассеяния (как по импульсу, так и по спине) здесь можно рассматривать упрощенно, поскольку время прохождения носителями возмущенного приповерхностного слоя в среднем весьма мало.

### 2. Электрическое поле

Пусть постоянное магнитное поле\*  $\mathbf{H}$  и переменное электрическое поле напряженностью  $E(0)\exp(-i\omega t)$  приложены *нормально к поверхности* полубесконечного образца ( $0 \leq z < \infty$ ). Поверхность предполагается параллельной кристаллической плоскости отражения и не рассеивающей носители заряда\*\*. Объемное рассеяние по импульсам учтем в  $\tau$ -приближении; спиновая же

\* Строго говоря, включающее равновесную намагниченность электронного газа; ионная же подсистема предполагается немагнитной.

\*\* Согласно результатам [5,6], это предположение существенно упрощает математическую формулировку задачи, т.е. переход к фурье-образам (с волновым числом  $k$ ) в нижеследующих уравнениях (1) и (2). Однако учет поверхностного рассеяния практически не изменил бы асимптотику функции  $E_k$  при больших значениях  $|k|$ , которая и используется в дальнейшем.

релаксация в достаточно сильном «подмагничивающем» поле  $\mathbf{H}$  затруднена, и ею можно пренебречь. Это позволяет записать кинетические уравнения отдельно для каждой из проекций спина

$$i(kv_z - \omega)\psi_k + \tau^{-1}\left(\psi_k - \frac{\langle \psi_k \rangle_{\pm}}{\langle 1 \rangle_{\pm}}\right) = -ev_z E_k, \quad (1)$$

дополнив их уравнением Пуассона

$$ikE_k = 2E(0) - 4\pi e \sum_{\pm} \langle \psi_k \rangle_{\pm} \quad (2)$$

для функции  $E_k$ . Ради простоты имеется в виду электронный спектр, аксиально симметричный относительно оси  $OZ$ , поэтому магнитное поле не входит в уравнения (1), (2) явно; однако угловые скобки с индексами « $\pm$ » означают интегрирование по изоэнергетическим поверхностям  $\varepsilon = \varepsilon_F \pm \beta H$  (с весом  $|v|^{-1}(2\pi\hbar)^{-3}$ ); таким образом,  $\langle 1 \rangle_{\pm}$  есть соответствующие парциальные плотности состояний;  $\langle 1 \rangle_+ + \langle 1 \rangle_- = \langle 1 \rangle$ . Общий временной множитель  $\exp(-i\omega t)$  здесь и ниже опущен.

Строгое рассмотрение задачи о проникновении продольного электрического поля в металл проведено в [5,6]; действуя подобным образом, можно найти полное распределение индуцированного магнитного момента  $\tilde{M}(z)$  в образце\*. Однако здесь нас интересует лишь узкая приповерхностная область проводника (и частоты  $\omega$  и  $\tau^{-1}$ , много меньшие электронной плазменной частоты  $\Omega_e$ ). Переходя поэтому в уравнениях (1), (2) к пределу больших  $k$ , немедленно получаем:

$$\psi_k = ieE_k/k; \quad E_k = \frac{-2ikE(0)}{k^2 + \kappa^2}, \quad (3)$$

где

$$\kappa = \sqrt{4\pi e^2 \langle 1 \rangle} \quad (4)$$

— известный (и для металлов действительно очень большой,  $\simeq \Omega_e/v_F$ ) декремент статического экранирования. Видно, что предположение об аксиальной симметрии спектра становится излишним при  $\beta H \ll \hbar\Omega_e$ , т.е. практически не ограничивает общность данного рассмотрения.

### 3. Индуцированная намагниченность

Неравновесную часть спинового магнитного момента  $\mathbf{M}$  следует, очевидно, определить как умноженную на  $\beta\mathbf{H}/H$  разность неравновесных заселен-

ностей спиновых подзон. Согласно (3), соответствующий фурье-образ имеет вид

$$\tilde{M}_k \equiv \beta(\langle \psi_k \rangle_+ - \langle \psi_k \rangle_-) \approx 2\beta e E(0) \frac{\langle 1 \rangle_+ - \langle 1 \rangle_-}{k^2 + \kappa^2}, \quad (5)$$

так что, раскладывая по  $\beta H \ll \varepsilon_F$ , для поверхностного значения оригинала  $\tilde{M}$  имеем

$$\begin{aligned} \tilde{M}(0) &\approx \beta e E(0) \frac{\langle 1 \rangle_+ - \langle 1 \rangle_-}{\kappa} \approx \\ &\approx M_{\text{para}} \frac{2eE(0)}{\kappa} \left( \frac{\partial \ln \langle 1 \rangle}{\partial \varepsilon} \right)_{\varepsilon=\varepsilon_F}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$M_{\text{para}} = \beta^2 \langle 1 \rangle H$$

— известное выражение для равновесного парамагнитного момента [2]; в типичном металле соответствующая восприимчивость (в единицах СИ) равна  $\chi_{\text{para}} \equiv 4\pi M_{\text{para}}/H \simeq 10^{-5}$ . Неравновесный момент (6) пропорционален энергии, набираемой зарядом на длине проникновения электрического поля, и (при  $\omega \ll \Omega_e$ ) не зависит от частоты. Мы получили довольно общий результат: коэффициент трансформации электрического поля в (добавочное) магнитное определяется лишь энергетической плотностью состояний  $\langle 1 \rangle$  и ее производной вблизи энергии Ферми  $\varepsilon_F$ . Если, как в квадратичном спектре,  $\langle 1 \rangle(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}$ , то амплитуда поверхностной намагниченности равна

$$4\pi\tilde{M}(0) \approx \frac{\hbar\kappa}{2mc} \frac{\beta H}{\varepsilon_F} E(0). \quad (7)$$

Укажем исключительный случай двумерного (или квазидвумерного, возможного в слоистых проводниках) электронного спектра, когда плотность состояний не зависит от энергии [7,8]: при этом выражение (6) обращается в нуль, т.е. эффект в данном приближении отсутствует. Напротив, он должен существенно усиливаться в случаях резкого изменения функции  $\langle 1 \rangle(\varepsilon)$  вблизи  $\varepsilon_F$ .

### 4. Обсуждение и оценки

Формулы (6) и (7) удобны для относительной оценки

$$r \equiv \frac{\tilde{M}(0)}{M_{\text{para}}} = \frac{\tilde{\chi}(0)}{\chi_{\text{para}}} \simeq \frac{E(0)}{\sqrt{N\varepsilon_F}}. \quad (8)$$

\* Распределение индуцированной намагниченности в образце, включая и пьезомагнитный случай, планируется подробно рассмотреть в отдельной публикации.

В принципе возмущающее поле  $\tilde{E}(0)$  ограничено лишь электрической прочностью  $S$  изолирующей прокладки между образцом и электродом; у хороших диэлектриков  $S \simeq 10^4$  ед. СГСЭ [9]. Полагая  $E(0) \simeq 10^3$  ед. СГСЭ, для типичного металла получим  $r \simeq 10^{-2}$ ; но, например, для висмута с объемной концентрацией носителей  $N \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $\varepsilon_F \simeq 10^{-14}$  эрг [10]  $r \simeq 10$ . Таким образом, в сильных электрических полях поверхностное значение неравновесной намагниченности  $\tilde{M}(0)$  может даже превзойти равновесный парамагнитный момент.

Однако реальному измерению доступна лишь интегральная намагниченность образца макроскопической толщины  $D$ , тогда как, согласно формулам (4) и (5),  $\tilde{M}(z)$  быстро (с декрементом  $\kappa$ ) убывает с глубиной\*. Усредняя по объему образца, для эффективной – наблюдаемой – магнитной восприимчивости, находим

$$\tilde{\chi}_{\text{eff}} \approx \frac{\tilde{\chi}(0)}{\kappa D} = 2\beta^2 \frac{E(0)}{eD} \left( \frac{\partial \ln \langle 1 \rangle}{\partial \varepsilon} \right)_{\varepsilon=\varepsilon_F} \simeq \beta^2 \frac{E(0)}{eD\varepsilon_F}, \quad (9)$$

где последнее (порядковое) равенство относится к случаю плавной степенной зависимости  $\langle 1 \rangle(\varepsilon)$ . Поэтому эффект легче наблюдать в тонких образцах\*\*; для оценки примем, что  $D$  имеет пленочный масштаб,  $D \simeq 10^{-4} - 10^{-5}$  см. Кроме того, из формул (8) и (9) видно, что наиболее подходящими объектами были бы проводящие кристаллы с малыми энергиями Ферми: полуметаллы, органические комплексы с переносом заряда [12], а также широкий класс легированных полупроводников, вырожденных при низких температурах, с еще меньшими  $\varepsilon_F$ . Суммируя сказанное и подставляя в правую часть (9) оговоренные выше оценочные значения параметров, получаем

$$\tilde{\chi}_{\text{eff}} \simeq 10^{-9}. \quad (10)$$

В литературе сообщается об измерениях магнитной восприимчивости в технике SQUID с чувствительностью  $\simeq 10^{-12}$  и значительным быстродействием; детектируются даже сверхслабые магнитные поля до  $10^{-13}$  Гс (см. [13–15] и цитированную там литературу). Поэтому выделение эффекта, тем более переменного, на фоне постоянного подмагничивающего поля  $\mathbf{H}$  представляется вполне возможным.

\* Впрочем, на расстояниях, больших  $\kappa^{-1}$ , убывание существенно замедляется: точное решение задачи показывает, что слабая неоднородность электронного распределения, а с нею и «хвост»  $\tilde{M}(z)$ , сохраняются до макроскопических глубин порядка длины свободного пробега носителей.

\*\* Равновесная электронная намагниченность тонких металлических пленок исследована в [11].

Отметим, что в макроскопическом описании, т.е. без учета пространственной дисперсии, колебания намагниченности вообще не могли бы порождаться продольным – безвихревым – электрическим полем (поскольку  $\mathbf{V} = -c(\nabla \times \mathbf{E})$ ). Поэтому неравновесный магнитоэлектрический эффект нетривиален и уже сам по себе заслуживает обнаружения в опытах. Кроме того, он мог бы служить для экспериментальных оценок важной характеристики электронного спектра – скорости изменения энергетической плотности состояний вблизи уровня Ферми – и изучения ситуаций, когда эта скорость аномально велика.

Неучтенный здесь вклад орбитального движения носителей в неравновесную намагниченность более сложным образом зависит от спектральных параметров. Однако можно показать, что при общих их значениях он имеет примерно тот же порядок (абсолютной) величины, что и найденный спиновый; полная компенсация этих слагаемых маловероятна, поэтому приведенных формул достаточно для порядковой оценки суммарного эффекта.

Автор признателен В.Д. Нацкину, Ю.Г. Пашкевичу, В.Г. Песчанскому, И.В. Свечкареву и С.В. Тарасенко за обсуждение этой работы и полезные замечания.

1. Ya.G. Dorfman, *Z. Phys.* **23**, 286 (1924).
2. W. Pauli, *Z. Phys.* **41**, 81 (1927).
3. Л.С. Левитов, Ю.В. Назаров, Г.М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **88**, 229 (1985).
4. В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 565 (1983).
5. В.М. Гохфельд, М.А. Гулянский, М.И. Каганов, А.Г. Плявенек, *ЖЭТФ* **89**, 985 (1985).
6. В.М. Гохфельд, М.И. Каганов, Г.Я. Любарский, *ЖЭТФ* **92**, 523 (1987).
7. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985).
8. В.М. Гохфельд, М.И. Каганов, В.Г. Песчанский, *ФНТ* **12**, 1173 (1986).
9. Г.И. Сканава, *Физика диэлектриков*, М.–Л. (1958).
10. В.С. Эдельман, в кн: *Электроны проводимости*, М.И. Каганов, В.С. Эдельман (ред.), Наука, Москва (1985).
11. С.С. Недорезов, *Письма в ЖЭТФ* **14**, 597 (1971).
12. Л. Поуп, У. Свенберг, *Электронные процессы в органических кристаллах*, Москва (1985).

13. A. Barone, G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, J. Wiley and Sons, New York, (1982).
14. И.М. Дмитренко, в кн.: *Физика твердого тела. Энциклопедический словарь*, Наукова думка, Киев (1998), т. 2, с. 238.
15. И.О. Кулик, в кн.: *Физика твердого тела. Энциклопедический словарь*, Наукова думка, Киев (1998), т. 1, с. 229.

On surface magnetization of a conductor  
in an alternating electric field

V.M. Gokhfeld

The nonequilibrium addition to electron paramagnetic susceptibility is calculated for a conductor in an alternating electric field applied to its surface.