

Динамические спин-электрические и спин-тепловые эффекты в системе электронов на поверхности жидкого гелия

А.И. Копелиович, П.В. Пышкин

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kopeliovich@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 10 февраля 2009 г.

Рассмотрены собственные спин-электрические, термоэлектрические колебания в электронном кольце и вынуждаемые внешними электродами колебания плотности спина и температуры. Предложены эффекты, позволяющие исследовать спиновые характеристики системы, в частности процессы спин-флипа, с помощью электрических измерений.

Розглянуто власні спин-електричні, термоелектричні коливання в електронному кільці та коливання щільності спіну і температури, які вимушені зовнішніми електродами. Запропоновано ефекти, що дозволяють досліджувати спинові характеристики системи, зокрема процеси спин-фліпу, за допомогою електричних вимірів.

PACS: 72.25.–b Спин-поляризованный перенос.

Ключевые слова: спин, гелий, электроны, гидродинамика, проводимость.

В работах [1,2] предсказаны связанные колебания спиновой поляризации и электрического тока в проводящем микрокольце, электронный спектр которого пространственно неоднороден. Подобный «спиновый маятник» с регулируемой внешними параметрами частотой может явиться существенным дополнением к предложенным в спинтронике микроустройствам [3]. Проведенное в [1,2] рассмотрение относится к вырожденным магнитным и немагнитным электронным системам. Условия существования динамических спин-электрических эффектов включают достаточно большое время жизни неравновесной спиновой поляризации электронов, высокую подвижность носителей тока и гидродинамическую ситуацию в проводимости [4] — существенное преобладание сохраняющих импульс носителей тока столкновений над столкновениями, выводящими импульс из системы. Последнее условие трудно выполнимо для электронных гетероструктур, оно экспериментально осуществлено только в режиме перегрева электронной системы по отношению к кристаллической решетке [5].

Между тем развитая гидродинамическая ситуация типична для системы электронов над поверхностью жидкого гелия (ЭПЖГ) [6,7]. Частоты сохраняю-

щих импульс электрон-электронных столкновений достигают величин порядка 10^9 – 10^{10} с⁻¹, а частоты отбирающих у электронов импульс столкновений с риплонами при низких температурах порядка 10^8 с⁻¹ [6]. Последняя величина определяет и высокую подвижность электронов над поверхностью гелия (очевидно, что электрон-электронные столкновения не уменьшают электропроводность). Время релаксации спина, по-видимому, так же весьма велико в ЭПЖГ [8]. Таким образом, данная система представляется благоприятным объектом для обнаружения спин-электрических эффектов, предсказанных в работах [1,2]. При этом следует иметь в виду, что, поскольку ЭПЖГ представляют собой невырожденную электронную плазму, существенной оказывается роль тепловых эффектов, которые в случае вырожденной плазмы малы и не учитывались в работах [1,2]. Еще одно обстоятельство, определяющее необходимость специального рассмотрения спин-электрических эффектов в ЭПЖГ: обычно применяемый в эксперименте бесконтактный метод измерения электропроводности (см. рис. 1), в котором протекание электрического тока по ЭПЖГ обусловлено изменением плотности электронов под воздействием создаваемого электро-

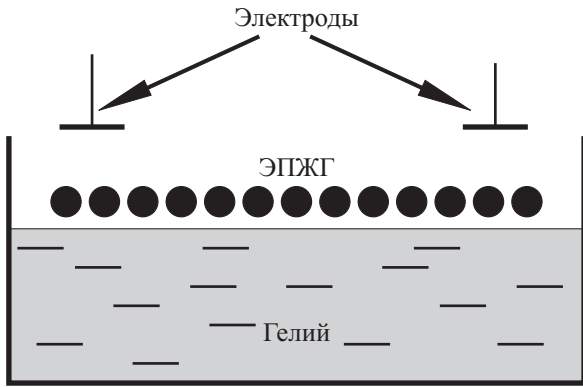


Рис. 1. Схема бесконтактного измерения электропроводности ЭПЖГ. Над поверхностью жидкого гелия с помощью прижимающего электрического поля, направленного перпендикулярно поверхности гелия, локализуются электроны, образующие проводящий двумерный слой (ЭПЖГ). Подача переменного напряжения на электроды, находящиеся над ЭПЖГ, приводит к возникновению тока в ЭПЖГ. В экспериментах измеряется емкость связанной с электродами цепи.

дами электрического поля. Указанная специфика ЭПЖГ позволяет ожидать здесь спин-электрических и спин-тепловых эффектов нового типа.

Магнитное поле, приложенное к ЭПЖГ для дифференциации спиновых компонент, предполагается направленным параллельно поверхности гелия, чтобы исключить его орбитальные эффекты.

1. Основные уравнения

Уравнение непрерывности для плотностей двух электронных спиновых компонент ρ_σ (числа частиц, отнесенных к единице длины ЭПЖГ):

$$\frac{\partial \rho_\sigma}{\partial t} + j'_\sigma = I_{sf}(\rho_\sigma), \quad (1)$$

где j_σ — поток соответствующей спиновой компоненты, штрихом обозначаем производную по единственной в задаче пространственной координате, $I_{sf}(\rho_\sigma)$ — оператор приводящих к перевороту спина (спин-флипу) столкновений, который в предположении о быстро устанавливаемом внутри каждой спиновой компоненты локальном равновесии можно записать в виде

$$I_{sf} = -\frac{\rho_\sigma e^{-\Delta\sigma} - \rho_{-\sigma} e^{\Delta\sigma}}{2\tau_{sf} \operatorname{ch}(\Delta/2T)}. \quad (2)$$

Здесь величина σ , нумерующая спиновые компоненты, принята равной $1/2$ для спина, направленного по направлению магнитного поля, и $-1/2$ для противоположного направления, Δ — энергия зеемановско-

го расщепления ($\Delta = 2\mu H$, H — напряженность магнитного поля, μ — магнетон Бора, T — температура). Оператор столкновений зануляется равновесным бальцовским распределением спиновых компонент: $\rho_\sigma / \rho_{-\sigma} = e^{2\sigma\Delta/T}$.

Уравнение баланса импульса для спиновых компонент (аналог уравнений Эйлера), линейризованное по скорости дрейфа компонент u_σ , запишем в виде

$$\rho_\sigma \left(m \frac{\partial u_\sigma}{\partial t} + e\varphi' - \sigma\Delta' \right) + (\rho_\sigma T)' = -\rho_\sigma \sum_{\sigma'} \beta_{\sigma\sigma'} j_{\sigma'}. \quad (3)$$

Здесь скорость дрейфа определена соотношением $j_\sigma = \rho_\sigma u_\sigma$, φ — потенциал электрического поля, m — масса электрона. Матрица $\beta_{\sigma\sigma'}$ пропорциональна электросопротивлению двухкомпонентной электронной жидкости в однородном случае (коэффициент пропорциональности e^{-2}) и, согласно Фленсбергу [9],

$$\beta_{\sigma\sigma'} = \beta_{i\sigma} \delta_{\sigma\sigma'} + \frac{4A\sigma\sigma'}{\rho_\sigma \rho_{\sigma'}}, \quad (4)$$

где $\delta_{\sigma\sigma'}$ — символ Кронекера; величины $e^{-2}\beta_{i\sigma}$ — электросопротивления отдельных спиновых компонент, связанные с рассеянием носителей на несовершенствах структуры; величина A пропорциональна частоте электрон-электронных столкновений τ_{ee}^{-1} :

$$A \approx \frac{m}{\tau_{ee}} \sum_{\sigma} \frac{1}{\rho_\sigma}. \quad (5)$$

Здаваемое компонентой электронного газа, его неидеальность учитывается соответствующим вкладом в потенциал электрического поля; слагаемое с β учитывает затухание дрейфа, связанное с потерей импульса на дефектах, и трение друг о друга спиновых компонент. Заметим, что в отличие от обычных уравнений гидродинамики смеси жидкостей, в которых скорости компонент полагаются одинаковыми вследствие частых столкновений между частицами смеси (см., например, [1,2]), в данной задаче возможно заметное различие скоростей. Суммируя (3) по σ , получаем аналог уравнения Эйлера для смеси компонент:

$$m \frac{\partial j}{\partial t} + (\rho T)' + \rho e\varphi' - \frac{1}{2} \Delta' (\rho_\uparrow - \rho_\downarrow) = -\frac{j}{\rho} \sum_{\sigma} \rho_\sigma^2 \beta_{\sigma\sigma}, \quad (5)$$

индексы \uparrow, \downarrow обозначают компоненты со спином вдоль и против магнитного поля соответственно, $\rho = \sum_{\sigma} \rho_\sigma$, $j = \sum_{\sigma} j_\sigma$.

Уравнение баланса тепловой энергии нетрудно вывести из кинетического уравнения методом, использованным в [1]:

$$\frac{r}{2} \frac{\partial \rho T}{\partial t} + \left(\frac{r}{2} + 1 \right) (jT)' + ej\varphi' - (\chi \rho T')' = \Delta I_{sf\uparrow}(\rho_\sigma) + \frac{1}{2} \Delta'(j_\uparrow - j_\downarrow), \quad (6)$$

где $r = 1, 2$ — размерность пространства импульсов для ЭПЖГ, величина $\chi \approx v^2 \tau_{ee}$ имеет смысл коэффициента температуропроводности ЭПЖГ (v — характерная скорость электрона).

Везде ниже будем считать частоту рассматриваемых процессов много меньшей плазменной частоты ω_n ($\omega_n \approx 10^8$ для используемых в эксперименте ЭПЖГ). Это условие позволяет считать полную плотность ρ заданной функцией координат, определяемой внешними по отношению к ЭПЖГ зарядами.

2. Электронное кольцо

Рассмотрим задачу о собственных колебаниях в кольце из ЭПЖГ, линейную по u и добавкам $\delta\rho_\sigma$ и δT к равновесным значениям соответствующих величин. Пренебрегая спин-флипом и теплопроводностью, из (1), (5), (6) в линейном приближении имеем

$$i\omega\delta\rho_\sigma + j'_\sigma = 0, \quad (7)$$

$$\frac{1}{\rho} \left[m i \omega j - \frac{1}{2} \Delta'(\delta\rho_\uparrow - \delta\rho_\downarrow) + (\rho\delta T)' \right] + e\delta\varphi' = 0, \quad (8)$$

$$\frac{r}{2} i \omega \rho \delta T = \frac{1}{2} j \Delta'(\rho_{0\uparrow} - \rho_{0\downarrow}), \quad (9)$$

здесь ω — частота колебаний, $\rho_{0\uparrow, \downarrow}$ — равновесные относительно приложенного магнитного и статического электрического полей значения плотностей (неоднородность плотности предполагает наличие статического электрического потенциала φ_0). Поскольку при собственных колебаниях скорости обеих компонент можно считать равными [1], то $j_\sigma = j\rho_{0\sigma}/\rho$, подставляя величины $\delta\rho_\sigma$ из (7) и δT из (9) в (8) и интегрируя (8) по координате, находим частоту собственных колебаний:

$$\omega^2 = \frac{\oint \frac{dx}{\rho} \left\{ \frac{\Delta'^2}{2T \operatorname{ch}^2(\Delta/2T)} + \frac{2T\rho'^2}{r\rho^3} \right\}}{2m \oint \frac{dx}{\rho}}. \quad (10)$$

В уравнении (10) первое слагаемое в фигурных скобках связано со взаимодействием создаваемой током неравновесной спиновой поляризации с неоднородным магнитным полем, т.е. «возвращающая сила» аналогична рассмотренной в работе [1]. Второе слагаемое обязано тепловому эффекту и появляется, если плотность электронов неоднородна. Подчеркнем, что

обусловленные тепловым эффектом колебания имеют место и в отсутствие магнитного поля.

Таким образом, наличие неоднородного магнитного поля является условием возникновения спин-электрических колебаний, затухание которых определяется процессами спин-флипа (а также спиновой диффузии и рассеяния с потерей импульса [1]), а наличие внешних зарядов, создающих неоднородность электронной плотности, — термоэлектрических колебаний, затухание которых не связано со спин-флипом. Время затухания последних $\approx (\chi/L^2 + \tau_i^{-1} + \eta)^{-1}$, L — длина окружности кольца, τ_i — время свободного пробега относительно столкновений с потерей импульса; здесь также учтен уход тепла из ЭПЖГ в гелий, η — частота ухода.

3. Вынужденные колебания ЭПЖГ

Приложение к ЭПЖГ неоднородного магнитного поля в схеме эксперимента с вынужденными колебаниями ЭПЖГ, изображенной на рис. 1, позволяет исследовать эффекты, связанные со спином электронов. Как следует из (1), (3), и это нетрудно понять из физических соображений, при частотах приложенного к ЭПЖГ электрического поля $\tau_{sf}^{-1} \ll \omega \ll v l_{ee}/L^2$ ($v \approx \sqrt{T/m}$), за период колебаний диффузия электронов успевает установить для каждой спиновой компоненты равновесие в приложенных полях распределение электронов по всей ЭПЖГ $\rho_{e\sigma}$. Плотность спиновых компонент при этом: $\rho_\sigma = \rho_{e\sigma} + \delta\rho_\sigma$, $\rho_{e\sigma} = \rho_{0\sigma}(1 + \delta\rho/\rho + c_\sigma)$, $\delta\rho_\sigma \ll \delta\rho$. Здесь $\rho_{0\sigma}$ — равновесная плотность компонент в отсутствие переменного электрического потенциала, $\rho_{0\uparrow}/\rho_{0\downarrow} = e^{\Delta/T}$, $\delta\rho$ — перераспределение плотности под влиянием переменного потенциала электродов, $\delta\rho_\sigma$ — неравновесная добавка к плотности, константа c_σ определяется из условия постоянства полного количества электронов каждой компоненты: $\int \rho_{0\sigma}(\delta\rho/\rho + c_\sigma) dx = 0$. При этом дрейфовые скорости

$$u_\sigma(x) = -(i\omega/\rho_{0\sigma}) \int \rho_{0\sigma}(\delta\rho/\rho + c_\sigma) dx_1$$

(интегрирование ведется от левого края ЭПЖГ) вследствие неоднородности Δ оказываются различными для разных спиновых компонент. То есть имеет место сильное трение компонент друг о друга, что приводит к значительному увеличению электросопротивления ЭПЖГ: в однородном поле сохраняющие импульс электрон-электронные столкновения не приводят к сопротивлению и оно пропорционально τ_i^{-1} , при наличии градиента H сопротивление пропорционально τ_{ee}^{-1} . При указанных выше неравенствах из (1), (3), (4) и условия электронейтральности $\delta\rho_\downarrow = -\delta\rho_\uparrow$ получим

$$e\delta\varphi_{um}(x) = -\frac{1}{\rho} \int_0^x dx_1 A \left[\frac{\rho_{0\uparrow}(x)}{\rho_{0\uparrow}(x_1)} - \frac{\rho_{0\downarrow}(x)}{\rho_{0\downarrow}(x_1)} \right] (u_{\uparrow} - u_{\downarrow}), \quad (11)$$

где $e\delta\varphi_{um}$ — связанная с неоднородностью магнитного поля осциллирующая добавка к потенциалу. Положив для оценки $j = j_0 \cos(\pi x/L)$ и считая плотность ρ не зависящей от x , имеем из (13) для добавки к разности потенциалов U на концах ЭПЖГ:

$$U_{um} \approx 0,04 \frac{L^3}{e} \left(\frac{\Delta'}{2T} \right)^2 \frac{Aj_0}{\rho^2} \approx \left(\frac{\Delta'}{T} \right)^2 \frac{L^3 m}{e r \tau_{ee}} j_0. \quad (12)$$

При частотах $\omega \gg \nu l_{ee}/L^2$ разностью скоростей компонент можно пренебречь (т.е. положить $j_{\sigma} = j\rho_{0\sigma}/\rho$) и добавку к потенциалу, связанную с неоднородностью магнитного поля, найдем из (7), (8):

$$e\delta\varphi'_1 = ij \frac{\Delta^2}{4T\rho ch^2(\Delta/2T)\omega}. \quad (13)$$

Таким образом, приложение неоднородного магнитного поля приводит к появлению добавок к действительной и мнимой частям электросопротивления, определяемых формулами (11)–(13), причем эти добавки «включаются» после момента приложения поля за время τ_{sf} установления в системе спинового равновесия. Последнее обстоятельство позволяет непосредственно наблюдать действие процессов спин-флипа.

В отсутствие неоднородного магнитного поля, как это следует из (5), (6), осциллирующая добавка к электрическому потенциалу имеет вид

$$e\delta\varphi' = -T \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right)' + \frac{T}{\rho} \left\{ \left(\frac{j}{\rho} \right)' \frac{\rho}{\frac{r}{2}i\omega + \frac{\chi}{L^2} + \eta} \right\} - \frac{(i\omega + \tau_i^{-1})mj}{\rho}. \quad (14)$$

Первое слагаемое в (14) — это производная от того потенциала, в котором действует равновесная добавка к плотности, последнее пропорционально электросопротивлению электронного газа*, а второе слагаемое — термоэлектрический эффект, связанный с создаваемой в условиях вынужденных колебаний неоднородной добавкой к электронной температуре:

$$\delta T = -\frac{T(j/\rho)'}{\frac{r}{2}i\omega + \frac{\chi}{L^2} + \eta}, \quad (15)$$

* Преобладание первого слагаемого в (14) над последним имеет место при $L^2(\omega + \tau_i^{-1})^2 m/T \ll 1$, именно это условие, согласно [6], обеспечивает пропорциональность $\delta\varphi$ температуре.

здесь учтена также передача тепла в гелий с частотой η . Сравнение (11)–(13) с (14) показывает, что при существенной неоднородности магнитного поля $\Delta' \approx T/L$ связанная с неоднородностью добавка к действительной части электросопротивления может преобладать при $\eta \gg \chi/L^2$, а добавка к мнимой части при $\omega \gg \nu l_{ee}/L^2$ становится того же порядка, что и определяемая первым слагаемым в (14). При $\omega\tau_{sf} \ll 1$ эти добавки, естественно, исчезают.

Дополнительная возможность экспериментального исследования процессов спин-флипа — наблюдение за увеличением температуры системы в ходе установления спинового равновесия после включения магнитного поля (известный магнитокалорический эффект). Из уравнения (6) видно, что каждый акт спин-флипа сопровождается выделением (поглощением) тепловой энергии Δ — энергия взаимодействия с магнитным полем переходит в тепловую. (Это не связано с изменением энергии электрона при спин-флипе, при выводе (6) для простоты считали этот процесс упругим.) Таким образом, после включения магнитного поля за время τ_{sf} происходит нагревание электронной системы, разница между конечной T_1 и начальной T_0 температурами, как следует из уравнений (1), (2), (6) в пренебрежении передачей тепла в гелий, определяется уравнением $T_1 - T_0 = \frac{\Delta}{r} \text{th}(\Delta/2T_1)$ (при $\Delta \ll T_0, T_1 - T_0 \approx \Delta^2/(2rT_0)$). Это изменение температуры со временем можно зафиксировать с помощью вынужденных колебаний ЭПЖГ: два первых слагаемых в (14) пропорциональны температуре ЭПЖГ.

В заключение укажем, что система электронов на поверхности жидкого гелия проявляет в магнитном поле спин-электрические и спин-тепловые эффекты, позволяющие исследовать спиновые характеристики этой системы. В электронном кольце, помещенном в неоднородное магнитное поле, возникают спин-электрические колебания, а в неоднородное электрическое — термоэлектрические колебания. Неоднородное магнитное поле приводит к связанным со спином изменениям параметров вынужденных электронных колебаний, причем эти изменения «включаются» за время спин-флипа после приложения неоднородного поля. Действие процессов спин-флипа проявляется также в магнитокалорическом эффекте, за повышением температуры при протекании этих процессов можно наблюдать с помощью вынужденных колебаний электронной системы.

Мы весьма признательны за полезные обсуждения результатов работы Р.Н. Гуржи, А.Н. Калиненко, Ю.П. Монархе, А.В. Яновскому, а также сотрудникам отде-

ла № 12 ФТИНТ, познакомивших нас с экспериментальной ситуацией в этой области.

Работа выполнена при поддержке проектов №1/08-Н и №23/08-Н НАН Украины.

1. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, and A.V. Yanovsky, *Phys. Rev.* **B73**, 153204 (2006).
2. R.N. Gurzhi, A.N. Kalinenko, A.I. Kopeliovich, P.V. Pyshkin, A.V. Yanovsky, S.B. Rutkevich, and A.N. Yashin, *Nonlinear Phenomena in Complex Systems* **10**, 238 (2007).
3. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
4. П.Н. Гуржи, *УФН* **94**, 689 (1968).
5. L.W. Molenkamp and M. J.M. de Jong, *Phys. Rev.* **B49**, 5038 (1994).
6. Yu.P. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2004).
7. V.A. Buntar, Yu.Z. Kovdrya, V.N. Grigor'ev, Yu.P. Monarkha, and S.S. Sokolov, *J. Low Temp. Phys.* **13**, 451 (1987).

8. S.A. Lyon, *cond-mat/0301581*.

9. K. Flensberg, T.S. Jensen, and N.A. Mortensen, *Phys. Rev.* **B64**, 245308 (2001).

Dynamic spin-electrical and spin-thermal effects in a system of electrons on liquid helium

A.I. Kopeliovich and P.V. Pyshkin

We consider spin-electrical, thermo-electrical oscillations in an electronic ring and forced by external electrodes oscillations of spin density and temperature. We propose effects, allowing to research spin properties of a system, particularly, processes of spin-flip, by the electric measurements.

PACS: **72.25.-b** Spin polarized transport.

Keywords: spin, helium, electrons, hydrodynamics, conductivity.