ЖЭТФ, 2021, том 159, вып. 4, стр. 653–655 © 2021

ПЬЕЗОМАГНЕТИЗМ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В. П. Минеев *

Université Grenoble Alpes, CEA, IRIG, PHELIQS
F-38000, Grenoble, France

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 ноября 2020 г.,
после переработки 18 ноября 2020 г.
Принята к публикации 19 ноября 2020 г.

Появление намагниченности при приложении механического напряжения и создание упругой деформации при наложении магнитного поля — два фундаментальных свойства пьезомагнитных материалов. Симметрия сверхпроводящих ферромагнетиков UGe_2, URhGe, UCoGe допускает пьезомагнетизм. В дополнение к обычным пьезомагнитным свойствам, имеющим место как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии, сверхпроводящее состояние этих пьезомагнетиков имеет свою специфику. В отличие от обычных сверхпроводников, в урановых ферромагнетиках критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние меняет свою величину при изменении направления поля на противоположное.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 90-летию И. Е. Дзялошинского

DOI: 10.31857/S0044451021040064

Пьезомагнетизм — это появление намагниченности кристалла при приложении механического напряжения. Другое проявление этого же свойства — возникновение деформации кристалла, линейной по наложенному на кристалл магнитному полю [1]. Пьезомагнетизм возможен в магнитных материалах, симметрия которых (магнитный класс) содержит операцию обращения времени лишь в комбинациях с поворотами или отражениями или не содержит эту операцию вовсе [2]. Первые примеры таких веществ были указаны И. Е. Дзялошинским [3]. Вскоре после этого пьезомагнетизм был открыт в антиферромагнитных флюоридах кобальта и марганца [4]. Более поздние исследования этого явления и ссылки можно найти в работе [5].

Операция обращения времени в сочетании с поворотами встречается не только в магнитных классах антиферромагнитных материалов. Такая симметрия имеет место, например, в ферромагнитных кристаллах с орторомбической структурой и сильным спин-орбитальным взаимодействием, фиксирующим направление спонтанной намагниченности вдоль одной из осей второго порядка, скажем, вдоль направления z. Группа симметрии такого кристалла состоит из вращения на угол π вокруг оси z и вращений на угол π вокруг осей x и y в сочетании с операцией обращения времени R, изменяющей направление спонтанной намагниченности на противоположное, а также операций инверсии I, отражения σ_h в плоскости, перпендикулярной оси z, и отражений σ_x, σ_y в плоскостях, перпендикулярных осям x и y, в сочетании с операцией R:

$$D_{2h}(D_2) = (E, C_2^z, RC_2^x, RC_2^y, I, \sigma_h, R\sigma_x, R\sigma_y). \quad (1)$$

Это группа точечной симметрии ферромагнитных соединений урана UGe_2, URhGe и UCoGe, интенсивно изучавшихся в течение двух последних десятилетий (см. недавние обзоры [6,7]). Здесь следует уточнить, что в работе [7] в качестве точечной группы ферромагнитного состояния данных веществ была неверно указана группа

$$D_2(C_2) = (E, C_2^z, RC_2^x, RC_2^y),$$

* E-mail: vladimir.mineev@cea.fr

являющаяся подгруппой группы $D_{2h}(D_2)$ Однако это не приводит к модификациям теории сверхпроводящих состояний, развитой в работе [7]. Дело в том, что параметры порядка сверхпроводящих состояний, соответствующие неприводимым и неэквивалентным копредставлениям A и B группы $D_{2h}(D_2)$, задаются теми же формулами, что и для группы $D_2(C_2)$ (см. уравнения (6) и (7) в работе [7]).

Инвариантный по отношению к преобразованиям группы (1) термодинамический потенциал, линейный по магнитному полю и компонентам тензора напряжений, имеет вид

$$\Phi = -\lambda_x \sigma_{xz} H_x - \lambda_y \sigma_{yz} H_y - \\ - (\lambda_{z1}\sigma_{xx} + \lambda_{z2}\sigma_{yy} + \lambda_{z3}\sigma_{zz}) H_z. \quad (2)$$

При приложении к кристаллу механических напряжений, направленных вдоль осей орторомбической симметрии, кристалл приобретает дополнительную намагниченность

$$M_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial H_z} = (\lambda_{z1}\sigma_{xx} + \lambda_{z2}\sigma_{yy} + \lambda_{z3}\sigma_{zz}), \quad (3)$$

что вызывает увеличение доли объема ферромагнитных доменов, намагниченность которых параллельна намагниченности, индуцированной сжатием кристалла.

Поперечные компоненты намагниченности возникают при приложении к кристаллу скручивающих напряжений:

$$M_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial H_x} = \lambda_x \sigma_{xz}, \quad M_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial H_y} = \lambda_y \sigma_{yz}. \quad (4)$$

Наложение магнитного поля вдоль направления z вызывает появление продольных деформаций

$$u_{xx} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{xx}} = \lambda_{z1} H_z, \quad (5)$$

$$u_{yy} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{yy}} = \lambda_{z2} H_z, \quad (6)$$

$$u_{zz} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{zz}} = \lambda_{z3} H_z, \quad (7)$$

а вдоль направлений x и y — деформаций кручения

$$u_{xz} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{xz}} = \lambda_x H_x, \quad u_{yz} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{yz}} = \lambda_y H_y. \quad (8)$$

Перечисленные свойства ферромагнитных кристаллов UGe_2, URhGe и UCoGe аналогичны свойствам других пьезомагнетиков. С понижением температуры эти вещества переходят в сверхпроводящее состояние, обладающее специфическими пьезомагнитными свойствами. Формирование сверхпроводящего состояния в данных ферромагнитных металлах происходит по крайней мере в двух зонах проводимости, расщепленных обменным взаимодействием, и описывается многокомпонентным параметром порядка [7–9]. Чтобы не перегружать изложение соответствующими громоздкими вычислениями, мы продемонстрируем проявление пьезомагнетизма в сверхпроводящем состоянии, используя простейшую однокомпонентную модель сверхпроводимости.

Рассмотрим фазовый переход в сверхпроводящее состояние в магнитном поле $\mathbf{H}$, лежащем в плоскости xz. В достаточно больших магнитных полях можно пренебречь действующим на заряды электронов внутренним полем, вызванным спонтанной намагниченностью, и рассматривать кристалл как однодоменный. Функционал свободной энергии, квадратичный по параметру порядка сверхпроводника η, имеет вид

$$F = \int dV \Big\{ \alpha|\eta|^2 + \tilde{K}_x D_x \eta (D_x\eta)^\star + \\ + \tilde{K}_y D_y \eta (D_y\eta)^\star + \tilde{K}_z D_z \eta (D_z\eta)^\star + \\ + \frac{1}{2}\lambda H_x \left[D_x\eta (D_z\eta)^\star + D_z\eta (D_x\eta)^\star \right] \Big\}, \quad (9)$$

Здесь

$$\tilde{K}_i = K_i + \lambda_i H_z, \quad i = x, y, z. \quad (10)$$

Компоненты вектора $\mathbf{D} = -i\nabla + (2\pi/\phi_0)\mathbf{A}$ — операторы «длинных» производных, $\phi_0 = \pi\hbar c/e$ — квант магнитного потока и компоненты вектор-потенциала $A_x = -H_z y$, $A_y = 0$, $A_z = H_x y$. Все члены этого функционала инвариантны по отношению к преобразованиям группы (1).

Выражение для коэффициента $\alpha = \alpha_0(T - T_{c0})$ включает «критическую температуру» T_{c0}, определяемую спаривающим взаимодействием. Спаривающее взаимодействие в урановых ферромагнетиках зависит от магнитного поля, и величина T_{c0} зависит от магнитного поля [7]. Будучи зависимой от величины и направления поля, «критическая температура» T_{c0} не меняется при замене направления поля на противоположное:

$$T_{c0}(\mathbf{H}) = T_{c0}(-\mathbf{H}). \quad (11)$$

Настоящая же критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние в магнитном поле определяется как зависимостью от поля величины T_{c0} так и орбитальным эффектом, к рассмотрению которого мы и переходим.

Соответствующее функционалу (9) уравнение Гинзбурга – Ландау есть

$$\alpha\eta - \tilde{K}_x\left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{2\pi i}{\phi_0}H_z y\right)^2\eta - \\ - \tilde{K}_y\frac{\partial^2\eta}{\partial y^2} - \tilde{K}_z\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{2\pi i}{\phi_0}H_x y\right)^2\eta - \\ - \lambda H_x\left(\frac{\partial}{\partial x} - \frac{2\pi i}{\phi_0}H_z y\right)\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{2\pi i}{\phi_0}H_x y\right)\eta = 0. \quad (12)$$

Решение этого уравнения можно искать в виде

$$\eta(x,y,z) = \exp(iq_x x + iq_z z)\psi(y). \quad (13)$$

Для определения верхнего критического поля достаточно рассмотреть решение при $q_x = q_z = 0$. В этом случае функция $\psi(y)$ находится из уравнения

$$\alpha\psi + \left(\frac{2\pi F}{\phi_0\tilde{K}_y^{1/2}}\right)^2 y^2\psi - \tilde{K}_y\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} = 0, \quad (14)$$

где

$$F = F(\mathbf{H}) = \\ = \left\{\tilde{K}_y\left[\tilde{K}_x H_z^2 + \tilde{K}_z H_x^2 - \lambda H_z H_x^2\right]\right\}^{1/2}. \quad (15)$$

Функция

$$\psi(y) = \exp\left(-\frac{\pi F}{\phi_0\tilde{K}_y}y^2\right) \quad (16)$$

есть решение уравнения (14) при условии выполнения соотношения

$$F(\mathbf{H}) = -\frac{\phi_0}{2\pi}\,\alpha, \quad (17)$$

которое также можно переписать, как уравнение для зависимости температуры перехода в сверхпроводящее состояние от магнитного поля:

$$T_c(\mathbf{H}) = T_{c0}(\mathbf{H}) - \frac{2\pi}{\phi_0\alpha_0}\times \\ \times\left\{\tilde{K}_y\left[\tilde{K}_x H_z^2 + \tilde{K}_z H_x^2 - \lambda H_z H_x^2\right]\right\}^{1/2}. \quad (18)$$

Откуда видно, что за исключением направления поля вдоль оси x критическая температура меняет величину при замене направления поля на противоположное,

$$T_c(\mathbf{H}) \neq T_c(-\mathbf{H}). \quad (19)$$

Таким образом, в работе показано, что в ферромагнитных кристаллах UGe_2, URhGe и UCoGe во внешнем магнитном поле возникают деформации (5)–(8), прямо пропорциональные величине поля, а в отсутствие поля намагниченность кристаллов может быть индуцирована приложением механического напряжения (3), (4). В отличие от обычных сверхпроводников, в урановых ферромагнетиках температура перехода в сверхпроводящее состояние в магнитном поле (18) меняется при замене направления внешнего поля на противоположное.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматлит, Москва (2016) [L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press, Oxford (1984)].

2. Б. А. Тавгер, В. М. Зайцев, ЖЭТФ **30**, 564 (1956) [Sov. Phys. JETP **3**, 430 (1956)].

3. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **33**, 807 (1957) [Sov. Phys. JETP **6**, 621 (1958)].

4. А. С. Боровик-Романов, ЖЭТФ **36**, 1954 (1959) [Sov. Phys. JETP **11**, 786 (1960)].

5. M. Jaime, A. Saul, M. Salamon, V. S. Zapf, N. Harrison, T. Durakiewicz, J. C. Lashley, D. A. Andersson, C. R. Stanek, J. L. Smith, and K. Gofryk, Nature Comm. **8**, 99 (2017).

6. D. Aoki, K. Ishida, and J. Flouquet, J. Phys. Soc. Jpn. **88**, 022001 (2019).

7. В. П. Минеев, УФН **187**, 129 (2017) [Phys.-Usp. **60**, 121 (2017).

8. V. P. Mineev, Физика низких температур [Low Temperature Physics] **44**, 663 (2018).

9. V. P. Mineev, Ann. Phys. (NY) **417**, 168139 (2020).