

ВОЗМОЖНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. В. Дружинин, А. И. Павловский, О. М. Таценко

(Москва)

История развития теории твердых тел и обнаружения основных взаимодействий в них неразрывно связана с исследованием влияния внешнего магнитного поля на такие характеристики, как намагниченность, объем, теплоемкость, проводимость, теплопроводность, спектральные свойства и т. д., поскольку почти все они меняются под воздействием магнитного поля. В связи с развитием техники генерации сильных магнитных полей порядка 100—300 кЭ и совершенствованием экспериментальных методов исследований, начиная с пионерских работ Капицы [1], в которых для ряда металлов был открыт закон линейного роста магнитосопротивления, появляется большое количество физических исследований в этом диапазоне магнитных полей. При этом обнаружены аномалии намагниченности [2], магнитокалорического эффекта [3], магнитооптических эффектов [4] и других свойств. Наиболее важным в этой области явилось открытие бесщелевого состояния твердого тела [5], которое является принципиально новым типом упорядочения конденсированных сред при низких температурах и сильных магнитных полях. Естественно, что область еще более сильных полей, достигающих 10^7 Гс, должна привести исследователей к обнаружению новых или к особенностям известных эффектов. В данной работе проводится анализ некоторых возможных явлений, связанных с воздействием на конденсированное состояние внешнего сверхсильного магнитного поля до 10^7 Гс.

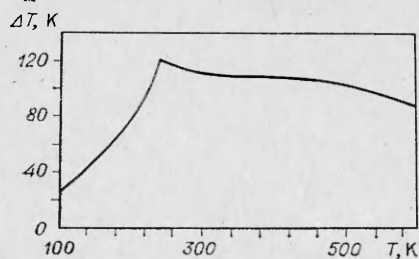
Основной эффект, который необходимо учитывать в экспериментах с импульсными магнитными полями, — это магнитокалорический эффект. Действительно, нарастание поля проходит в адиабатических условиях, а изменения внутренней магнитной энергии значительны — они достигают величин энергий спин-орбитального и обменных взаимодействий и энергии кристаллического поля $\sim 10^4$ см $^{-1}$ на ион. Поскольку суммарная энтропия (магнитная плюс фононная) сохраняется, а при обычных условиях во внешнем поле магнитная энтропия стремится к нулю, то фононная резко возрастает, что ведет к увеличению температуры. Для того чтобы рассчитать это, необходимо решать систему уравнений, состоящую из уравнения Шредингера и соотношений статистической термодинамики:

$$\hat{H}\Psi_n = E_n\Psi_n, \quad S_M(T_0, 0) + S_F(T_0) = S_M(T_K, H) + S_F(T_K),$$

$$S_M = -n_M S_p \left[(e^{-\hat{H}/T}/z) \ln(e^{-\hat{H}/T}/z) \right], \quad S_F = 3n \left\{ -\ln(1 - e^{-\Theta/T}) + \right.$$

$$\left. + 12(T/\Theta)^3 \int_0^{\Theta/T} \frac{z^3 dz}{e^z - 1} \right\}$$

— магнитная и фононная энтропии образца на формульную единицу; n_M и n — число магнитных и всех ионов на формульную единицу; Θ — температура Дебая. Расчет по этим формулам дает большую величину нарастания температуры $\Delta T = T_K - T_0$. На фигуре приведено расчетное значение ΔT в металлическом Тб в поле 1,5 МГс. Его температура Нееля 230 К, температура Дебая 177 К. Из фигуры видно, что наибольшая величина $\Delta T = 120$ К имеет место в области фазового



магнитного перехода. Оценку предельной величины ΔT можно провести следующим образом. При $T \gg \Theta/4$ и $H = 0$ $S_m = n_m \ln(2J + 1)$, где J — квантовое число момента, а $S_{\Phi} = 3n \ln T + c$. В предельно сильном поле, когда $S_m = 0$, уравнение адиабаты имеет вид

$$n_m \ln(2J + 1) + 3n \ln T_0 = 3n \ln T_K,$$

что дает максимальное значение $T_K = T_0(2J + 1)^{n_m/3n}$. Оценим наибольшее возможное увеличение температуры в поле 10 МГц в металлической пленке гольмия. Этот металл выбран из тех соображений, что у него $n_m = n = 1$ и максимально возможное значение $J = 8$. Если начальное значение температуры $T_0 = 300$ К, то в поле 10 МГц расщепление между ближайшими зеемановскими подуровнями $\Delta E = g\mu_B H \simeq 1000$ К. Величина $T_K = 770$ К. При этих соотношениях условие $S_m(T_K) = 0$ неплохо выполняется. При этом необходимо брать пленку гольмия с толщиной, меньшей скин-слоя проникновения импульсного поля в металл, чтобы не проявились эффекты давления магнитного поля. Такое преобразование энергии магнитного поля в тепловую энергию можно зафиксировать по изменению равновесного теплового излучения образца. Действительно, согласно закону Стефана — Больцмана, энергетическая светимость $R_E = \sigma \cdot T^4$ возрастает в 43 раза, а длина волны максимума излучательной способности $\lambda_m = 2,9 \cdot 10^3/T$ (мкм), что при $T = 770$ К составит 3,76 мкм, т. е. основное излучение идет в ближней инфракрасной области. Все это можно зарегистрировать оптическими методами.

В ряде случаев имеет место отрицательный магнитокалорический эффект, т. е. при адиабатическом нарастании магнитного поля температура образца понижается. Впервые на такую возможность указал Киттель [6], теория разрабатывалась в [7, 8], а в [9] был зарегистрирован этот эффект. Основная причина этого явления состоит в том, что за счет кристаллического поля расщепление основного состояния таково, что нижним уровнем является синглет, а первым возбужденным уровнем — дублет, который расщепляется в магнитном поле. В момент пересечения его компоненты с основным состоянием магнитная энтропия на ион возрастает от нулевого значения до $S_m = \ln 2 = 0,69$ (при достаточно низкой начальной температуре). Соответствующее уменьшение фононной энтропии вызывает уменьшение температуры образца в момент пересечения уровней. В принципе возможны осцилляции температуры образца с ростом поля, если кристаллическое поле описывается оператором типа $V_{кр} = A\hat{J}_z^2$, $A > 0$. Уровень SLJ при этом расщепляется так, как указано выше, и с ростом поля происходит последовательное пересечение основного состояния подуровнями с $J_z = -1, -2, \dots, -J$. При этом величина поля, при которой происходит понижение температуры, равна $H_m = A(2m - 1)/g\mu_B$, $m = 1, 2, \dots, J$. При полуполем J фаза этого процесса сдвинута. Типичная величина $A \simeq 10^2 - 10^3$ см⁻¹. При $J = 5$ и $A = 2 \cdot 10^2$ см⁻¹ в поле до 10 МГц должно происходить три понижения температуры в полях: 2,1; 6,3; 10,5 МГц. Величина понижения температуры определяется ее начальной величиной: $T_K = T_0/2^{3n/n_m}$. В случае $T_0 \simeq 300$ К и $n_m = n$ $T_K = 40$ К. При этом считается, что времена спин-спиновой и спин-решеточной релаксаций много меньше времени импульса поля. В случае низких температур ($\simeq 4,2$ К) за счет пересечения уровней возможно резкое понижение температуры магнитной системы, что открывает уникальную возможность исследовать твердое тело в сверхсильных магнитных полях при сверхнизких температурах.

При воздействии сверхсильного магнитного поля на магнитные материалы возможен ряд особенностей известных эффектов. Современная теория магнетизма вводит молекулярное поле, которое подобно внешнему магнитному полю действует на спиновые степени свободы. Величина этого поля достигает значения $\simeq 10$ МГц. Включение внешнего поля действует как на спиновые, так и на орбитальные степени свободы и этим, в частности, отличается от молекулярного поля. Одним из возможных эф-

фехтов в сверхсильном магнитном поле является выключение обменного взаимодействия через электроны проводимости. Теория этого типа обмена развивалась в [10, 11], откуда следует, что для редкоземельных металлов учет $f-s$ -обменного взаимодействия локализованных f и коллективизированных s -электронов во втором приближении теории возмущений приводит к гейзенберговскому оператору $\hat{H}_{ex} = -(g-1)^2 I(\hat{J}_1 \cdot \hat{J}_2)$. При этом величина обменного интеграла I зависит от формы поверхности Ферми, ширины зоны проводимости и величины удельного сопротивления. Как показывает теоретический анализ, расщепление зоны проводимости на подзоны Ландау уменьшает подвижность электронов проводимости и увеличивает их локализацию в перпендикулярном направлении. Это приводит к экспоненциальному уменьшению величины обменного интеграла, причем наиболее быстрое его спадание для редкоземельных металлов ожидается в области полей $\approx 7-8$ МГс. Эту величину можно качественно оценить следующим образом. Радиус делокализации электрона проводимости определяется так называемой магнитной длиной $L = (c\hbar/eH)^{1/2} = 2,5 \cdot 10^{-7} h^{-1/2}$ см, где h в МГс. Из этой формулы следует, что в поле 7 МГс $L = 9 \cdot 10^{-7}$ мм, что сопоставимо с постоянной решетки в РЗМ $a = 5 \cdot 10^{-7}$ мм. При этом также резко возрастает сопротивление металла. Таким образом, возможен следующий эффект: под действием магнитного поля намагниченность образца может уменьшиться, так как, несмотря на сильное внешнее поле, которое намагничивает систему, выключается молекулярное поле, сопоставимое по величине с внешним полем. Оценка этого эффекта для редкоземельных металлов показывает, что в парамагнитной области возможен скачок кривой парапроцесса в сторону уменьшения намагниченности не более чем на 10%, что очень трудно наблюдать. Возможным способом наблюдения этого эффекта может явиться намагничивание тонкой пленки ферромагнетика NdCo_5 . При $T = 250$ К его ось легкого намагничивания лежит в базисной плоскости. Если внешнее поле направить вдоль оси легкого намагничивания и его увеличивать, то за счет исчезновения обменного взаимодействия между Nd- и Co-подрешетками легким направлением станет гексагональная ось, кристалл будет стремиться повернуться и разрушится за счет больших вращательных моментов.

Внешнее магнитное поле мегагауссного диапазона может превратить любой магнитный материал в ферромагнетик. Как показывают расчеты, в иттриевом феррите-гранате при 300 К поле схлопывания подрешеток составляет ≈ 9 МГс, а это — ферримagnetик с одной из самых больших температур Кюри. Изменение свободной энергии во внешнем поле на ион составляет $\approx 10^4$ см $^{-1}$, что сопоставимо с энергиями кристаллического поля, обменного и спин-орбитального взаимодействий и энергией локального искажения эффекта Яна — Теллера. В ряде кристаллов с понижением температуры в областях фазовых переходов парамагнетизм — антиферромагнетизм — слабый ферромагнетик происходит понижение симметрии. Это определяется общим понижением свободной энергии, включающей фононную и магнитную подсистемы. Поскольку роль нарастающего внешнего поля в определенном смысле эквивалентна понижению температуры при постоянном поле, то следует ожидать изменения симметрии кристалла во внешнем магнитном поле. Анализ вероятности этого эффекта приводит к выводу, что такими кристаллами могут явиться ортоферриты RFeO_3 , антиферромагнетики типа Fe_2O_3 , KMnF_3 и им подобные.

Импульсное поле мегагауссного диапазона можно использовать для возбуждения лазерного излучения, если время релаксации много больше, чем время нарастания поля. Эта идея высказывалась еще в самых первых работах по теории лазерного излучения. Рассмотрим возможности в этом смысле сверхсильных полей. Расщепление основного SLJ мультиплета в магнитном поле таково, что магнитодипольный переход между ближайшими подуровнями имеет энергию $\Delta E = g\mu_B H$. Для редкоземельного иона Gd^{3+} это составляет $92,8 \hbar \text{ см}^{-1}$. Отсюда видно, что в поле ~ 11 МГс

длина волны наиболее интенсивного перехода $(m + 1) \rightarrow m$, где $m = -J, -J + 1, \dots, J - 1$ достигает 10,2 мкм, т. е. длина волны лазера на CO_2 . Перспективной средой для такого опыта может служить стекло с примесью Gd^{3+} . Как показали недавние эксперименты по ЭПР в таких средах, время релаксации при 4,2 К составляет $\simeq 10^{-3}$ с [12], что много больше времени нарастания поля $\Delta t \simeq 10^{-6}$ с. По-видимому, можно добиться усиления проходящего луча с длиной волны $\lambda \simeq 10,2$ мкм через образец в указанном поле. Кроме этого, возможны и переходы с более короткой длиной волны за счет смешивания кристаллическим полем различных состояний с J_m .

Твердое тело — очень сложный физический объект, и современная теория не имеет исчерпывающей количественной теории его свойств, поэтому число возможных эффектов в сверхсильном поле может быть продолжено. В данной работе указаны некоторые очевидные последствия воздействия сверхсильного магнитного поля на твердые тела. В реальном эксперименте эти и не указанные здесь эффекты перемешиваются, и при интерпретации результатов опыта требуется всесторонний анализ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kapitza P. L.** Magnetoresistance of metals. — Proc. Cambr. Phil. Soc., 1923, vol. 21, p. 511; Proc. Roy Soc., 1924, vol. A 105, p. 191.
2. **Яковенко В. Л., Бриль В. Е. и др.** Намагниченность монокристалла эрбия в базисной плоскости в сильных магнитных полях. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, с. 157.
3. **Дружинин В. В., Пономарев Б. К., Запасский С. П.** Теоретическое и экспериментальное исследование характеристик тербия и диспрозия в сильных магнитных полях. — ФТТ, 1977, т. 19, с. 47.
4. **Харченко Н. Ф., Еременко В. В., Белый Л. И.** Магнитооптические исследования индуцированного магнитным полем неколлинеарного состояния антиферромагнитного фторида кобальта. — ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 827.
5. **Брандт Н. Б., Свистова Е. А., Табиева Г. Х.** Магнитосопротивление Bi в полях до 450 кЭ при гелиевых температурах. — Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 4, вып. 1; **Абрикосов А. А.** О фазовой диаграмме экситонного диэлектрика в сильном магнитном поле. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1508.
6. **Kittel C.** Decrease of temperature by adiabatic magnetization. — Physica, 1958, vol. 24, p. 388.
7. **Wolf W. P.** Cooling by adiabatic magnetization. — Phys. Rev., 1959, vol. 115, p. 1196.
8. **Дружинин В. В., Мельников В. М., Шкарубский В. В.** Магнитокалорический эффект в сильных магнитных полях. — ФТТ, 1979, т. 21, с. 1750.
9. **Знаменский В. В., Факидов Н. Г.** Магнитокалорический эффект в импульсных магнитных полях. — ФММ, 1962, т. 13, с. 312; **Никитин А. С., Андриенко А. С. и др.** Магнитные фазовые превращения и магнитокалорический эффект в сплавах $\text{Tb} - \text{Y}$. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 228.
10. **Киттель Ч.** Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967.
11. **Дружинин В. В., Ирхин Ю. П.** Спинный гамильтониан обменных взаимодействий в редкоземельных металлах. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1856.
12. **Антипин А. А., Запасский С. П., Луктер С. Г.** Электронный парамагнитный резонанс на примесных ионах в стеклах. — В кн.: Тез. докл. VII Всесоюз. симпоз. по спектр. кристаллов. Л., 1982.

Поступила 7/IX 1983 г.