

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Диамагнитные домены (домены Кондона)

В.С. Егоров

Впервые представлено систематическое рассмотрение результатов экспериментальных исследований диамагнитных доменов (доменов Кондона), которые образуются в немагнитных металлах при низких температурах в результате возникновения уровня Ландау. Домены изучены с помощью различных методов. С помощью мюонной спектроскопии образование доменов было установлено во всех исследованных металлах, что дало основание считать это явление универсальным. Размеры доменной структуры, измеренные в серебре микродатчиками Холла, оказались на порядок больше ожидаемых. Обнаружено, что в бериллии домены не выходят на поверхность кристалла и существуют только в его глубине. Измерена магнитострикция бериллия при образовании доменов. Показано, что ток намагничивания в доменной стенке целиком обусловлен градиентом плотности зарядов в ней вследствие противоположной деформации решётки в соседних доменах. Впервые обнаружено возникновение гистерезиса в эффекте де Гааза – ван Альфена при переходе к доменному состоянию, что было использовано для экспериментального определения фазовых диаграмм доменного состояния серебра и бериллия.

PACS numbers: 75.20.-g, 75.60.-d, 75.80.+q

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201008a.0785

Содержание

- 1. Введение (785).**
1.1. Эффект де Гааза – ван Альфена. 1.2. О природе диамагнитных доменов. 1.3. Первые эксперименты.
 - 2. Мюоны в исследовании диамагнитных доменов (790).**
2.1. Общая характеристика и описание метода. 2.2. Результаты измерений в бериллии. 2.3. Диамагнитные домены в металлах с малой амплитудой де Гааза – ван Альфена.
 - 3. Исследования доменов Кондона датчиками Холла (799).**
3.1. Описание метода и образцов. 3.2. Результаты измерений в серебре и бериллии.
 - 4. О связи магнитострикции и доменов Кондона (802).**
4.1. К вопросу о механизме тока намагничивания. 4.2. Магнитострикция и диамагнитные домены в бериллии. 4.3. Роль деформации в образовании доменов. 4.4. О связи тока намагничивания с деформацией. 4.5. Сжимаемость и осцилляции уровня Ферми.
 - 5. Гистерезис и фазовая диаграмма доменного состояния (809).**
5.1. Эксперимент. 5.2. Нахождение фазовой диаграммы в бериллии и серебре.
 - 6. Заключение (817).**
 - 7. Приложение. Точная компенсация диа- и парамагнитных токов (818).**
- Список литературы (819).**

1. Введение

Диамагнитное движение электронов в металле в присутствии сильного магнитного поля при достаточно низких температурах может приводить в условиях эффекта де Гааза – ван Альфена к возникновению своеобразной неустойчивости и расслоению состояния металлического образца на две магнитные фазы — диамагнитные домены, или домены Кондона, впервые их предсказавшего [1]. Это явление характеризуется взаимно противоположным направлением намагниченности в соседних фазах-доменах, которая на несколько порядков меньше приложенного внешнего поля, и противоположной магнитострикцией, т.е. обратной деформацией решётки в доменах. Такой переход из однородного состояния металла в неоднородно намагниченное и неоднородно деформированное состояние может происходить только в металлических монокристаллах очень высокого качества в очень однородном и весьма сильном магнитном поле при очень низких температурах.

Все обсуждаемые в настоящем обзоре явления — намагниченность, магнитные домены — обусловлены исключительно орбитальным, диамагнитным движением электронов и никак не связаны со спином электрона. Кроме исследований собственно диамагнитных доменов, в обзоре обсуждаются тесно связанные с этим явлением вопросы об электронном вкладе в сжимаемость металла и осцилляциях уровня Ферми в магнитном поле.

Прежде чем приступить к систематическому изложению результатов экспериментальных исследований диамагнитных доменов, кратко остановимся на обсуждении физических предпосылок этого явления.

В.С. Егоров. Российский научный центр "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 196-71-06
E-mail: egorov@issph.kiae.ru

Статья поступила 20 января 2010 г.,
после доработки 28 февраля 2010 г.

1.1. Эффект де Гааза–ван Альфена

История вопроса об образовании неустойчивости в металлах с расслоением на две фазы с противоположной намагниченностью восходит к широко известной работе Ландау "О диамагнетизме свободных электронов" [2]. Задавшись целью объяснить происхождение диамагнетизма металлов, Ландау впервые ввёл в рассмотрение образование в магнитном поле эквидистантных уровней энергии — уровней Ландау. Образование уровней Ландау происходит при движении электрона по замкнутой орбите при условии, что время жизни электрона τ между столкновениями гораздо больше его периода вращения $2\pi/\omega$:

$$\omega\tau \gg 1.$$

В результате Ландау получил принципиально новый квазинепрерывный энергетический спектр электронов в магнитном поле:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega + \frac{1}{2m}p_H^2.$$

Здесь $n = 0, 1, 2, \dots$, \hbar — постоянная Планка, $\omega = eH/(mc)$ — циклотронная частота, m — масса электрона, c — скорость света, H — магнитное поле, p_H — компонента импульса электрона в направлении магнитного поля. Существенно, что минимальная энергия электронов равна не нулю, а $\hbar\omega/2$.

Полная энергия такого квантованного электронного газа оказывается больше классического значения на величину, пропорциональную H^2 . Это приводит к отрицательной намагниченности, линейной по магнитному полю, и таким образом объясняет диамагнетизм. Кроме того, Ландау обнаружил, что если энергия магнитного поля велика по сравнению с тепловой энергией,

$$\hbar\omega \gg k_B T \quad (1)$$

(k_B — постоянная Больцмана), то в энергии электронного газа появляется небольшая, быстро осциллирующая по полю добавка, возникает "быстрая периодичность", т.е. осцилляции намагниченности. По сути, это было предсказанием нового эффекта. В модели свободных электронов, использованной Ландау, предъявлялись чрезвычайно высокие требования к величине и однородности магнитного поля, которые в то время были практически недостижимыми, и Ландау высказал сомнение в возможности экспериментального обнаружения эффекта. Тем не менее осцилляции магнитного момента вскоре были обнаружены, независимо от работы Ландау, в висмуте де Гаазом и ван Альфеном [3]. Период этих осцилляций в зависимости магнитного момента от обратной величины магнитного поля оказался постоянным.

Впоследствии этот эффект, получивший название эффекта де Гааза–ван Альфена (дГвА), был обнаружен и в других металлах. Причём осцилляции наблюдались в монокристаллах хорошего качества при очень низких температурах, $T \approx 4,2$ К. Даже при небольшом увеличении температуры амплитуда осцилляций быстро уменьшалась до нуля. Оказалось, что период осцилляций различен в разных металлах — разница могла достигать нескольких порядков. Во многих металлах наблюдалось несколько периодов осцилляций, и величина каждого из

них зависела от ориентации монокристаллического образца относительно **Н**. Неудивительно, что эффект дГвА на протяжении довольно длительного времени не связывался непосредственно с предсказанием Ландау.

Многообразие экспериментальных результатов удалось объяснить лишь позднее, в 1950-х годах, когда И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов и В.Г. Песчанский развили представление о многообразии форм и размеров поверхности Ферми (теория ЛАКП [4, 5]). В результате взаимодействия электронов с периодическим потенциалом решётки сфера свободных электронов трансформируется в целый набор всевозможных поверхностей, в том числе многосвязных. В 1952 г. Онзагер [6] впервые показал, что период осцилляций намагниченности определяется площадью экстремального сечения поверхности Ферми, перпендикулярной **Н**. И наконец, в 1955 г. И.М. Лифшиц и А.М. Косевич [7] создали полную теорию намагниченности металлов (теорию ЛК), применимую к любому металлу с произвольной формой поверхности Ферми при любых температурах. Разумеется, для модели свободных электронов результат теории ЛК полностью совпадает с результатом Ландау. Однако лишь благодаря теории ЛК стало понятным, почему диамагнетизм Ландау в некоторых металлах может быть аномально большим: это обусловлено существованием в данных металлах аномально больших циклотронных частот.

Приведём основные формулы. Продольная (параллельная направлению внешнего магнитного поля) намагниченность

$$M = -M_1 \sin\left(\frac{2\pi F}{B} + \phi\right) + \sum_{p=2}^{\infty} (-M_p) \sin\left(\frac{2\pi pF}{B} + \phi_p\right),$$

откуда для восприимчивости $\chi = \partial M / \partial B$ имеем

$$\chi = -\chi_1 \cos\left(\frac{2\pi F}{B} + \phi\right) + \sum_{p=2}^{\infty} \chi_p \cos\left(\frac{2\pi pF}{B} + \phi_p\right).$$

Здесь F — магнитная частота дГвА,

$$F = \frac{\hbar c A_{\text{ext}}}{2\pi e} \quad (2)$$

(это и есть формула Онзагера), которая определяется экстремальным сечением поверхности Ферми A_{ext} , перпендикулярным **Н**. Вклад высоких гармоник с $p \geq 2$ становится существенным при сверхнизких температурах, и им обычно можно пренебречь. Для амплитуды первой гармоники теория ЛК даёт

$$\chi_1(B, T; x_D, m^*, \dots) = \frac{e^2}{4\pi^4 mc^2} A_{\text{ext}}^2 \left(\frac{2\pi}{|A''|}\right)^{1/2} \times \times \frac{m}{m^*} \left(\frac{\hbar c}{eB}\right)^{3/2} G_s R(u, v). \quad (3)$$

Здесь m^* — эффективная циклотронная масса, соответствующая данному сечению, $A'' = \partial^2 A(k_z)/\partial k_z^2$ — вторая производная вдоль направления магнитного поля, т.е. кривизна поверхности Ферми, определяющая эффективную ширину экстремального пояса, $R(u, v)$ — фактор, определяющий понижение амплитуды дГвА при конечной температуре T и в результате уширения уровня Ландау из-за рассеяния на дефектах решётки со време-

нем рассеяния τ ,

$$R(u, v) = \frac{u}{\sinh u} \exp(-v),$$

где $u = 2\pi^2 k_B T / (\hbar\omega_c)$, $v = 2\pi^2 k_B x_D / (\hbar\omega_c)$, $\omega_c = eB / (m^*c)$ — циклотронная частота в магнитном поле B , x_D — так называемая температура Дингла,

$$x_D \equiv T_D = \frac{\hbar}{2\pi k_B \tau}, \quad (4)$$

фактор $G_s = \cos [\pi g m^* / (2m)]$, $g \approx 2$, учитывает электроны с противоположным спином. Если в данном направлении магнитного поля имеется несколько экстремальных сечений, то их вклады суммируются.

Измерение осцилляций намагниченности стало одним из основных методов в изучении поверхностей Ферми. В течение десяти лет было выполнено огромное число работ. По результатам измерений эффекта дГвА удается найти не только зависимости площади сечений поверхности Ферми от направления поля относительно ориентации кристалла, но и время релаксации и набор эффективных масс. Всё это даёт обильную информацию об электронных спектрах металлов. Были "расшифрованы" поверхности Ферми всех или почти всех металлов, по крайней мере тех, для которых удалось вырастить монокристаллы хорошего качества. Кроме того, были обнаружены осцилляции многих других свойств металла, причиной которых являлся всё тот же осциллирующий вклад в энергию, обусловленный образованием уровней Ландау. Описанию многих замечательных явлений, наблюдающихся при низких температурах, посвящена подробная книга Д. Шенберга *Магнитные осцилляции в металлах* [8].

Вышеприведённые формулы содержат действующее на электрон при его движении вдоль циклотронной (ларморовской) орбиты среднее магнитное поле, т.е. индукцию B . Циклотронный радиус составляет, как правило, около 10^{-3} – 10^{-4} см, что гораздо больше среднего межэлектронного расстояния $\sim 10^{-8}$ см (разумеется, не имеется в виду ситуация сверхсильных магнитных полей или, иными словами, вблизи ультраквантового предела). Поэтому орбиты электронов сильно перекрываются и их взаимодействие на уровнях Ландау, помимо электростатического взаимодействия, осуществляется путём образования самосогласованной намагниченности $M(B)$ [8, 9]. В случае малой M разница между B и H , как правило, абсолютно несущественна и этим взаимодействием можно пренебречь. Однако это не всегда так. Иногда различие между B и H является существенным (как раз об этом и пойдёт речь далее), и тогда говорят о *магнитном взаимодействии* (МВ) в эффекте дГвА. Следствием МВ является возникновение своеобразной неустойчивости с расслоением состояния металлического образца на две фазы с противоположной намагниченностью — диамагнитные домены, или домены Кондона.

1.2. О природе диамагнитных доменов

Несомненно, одним из наиболее замечательных эффектов, обусловленных эффектом дГвА, является образование диамагнитных доменов. Для того чтобы понять природу этого явления, рассмотрим подробнее намагничивание в образце, находящемся в однородном внеш-

нем магнитном поле \mathbf{H} , когда вследствие образования уровней Ландау возникает добавочная осциллирующая энергия $\tilde{\epsilon}$ и соответственно осциллирующая намагниченность $4\pi M$. Учитывая МВ[†] будем считать, что $M = M(B)$. Рассмотрим для простоты предельный случай образца в форме бесконечно длинного цилиндра, ориентированного вдоль магнитного поля (размагничающий фактор $n = 0$). Тогда для полного изменения энергии в единице объёма образца с учётом обусловленной токами намагничивания энергии электромагнитного поля, которая равна $(B - H)^2 / 8\pi$, можно написать

$$\tilde{\epsilon} + \frac{(B - H)^2}{8\pi}. \quad (5)$$

Поскольку $\tilde{\epsilon}$ определяется действующим на электроны магнитным полем B и осциллирует в этом поле, то очевидно, что и B будет изменяться относительно H таким образом, чтобы сумма (5) принимала наименьшее возможное значение, т.е. производная от (5) по B равнялась нулю:

$$\frac{\partial \tilde{\epsilon}}{\partial B} + \frac{B - H}{4\pi} = 0,$$

отсюда для магнитного момента имеем $M = -\partial \tilde{\epsilon} / \partial B$, т.е. в формуле

$$B = H + 4\pi M$$

$M = M(B) = -\partial \tilde{\epsilon} / \partial B$. Точная формула ЛК для $\tilde{\epsilon}$ хорошо известна [8], однако она довольно громоздка, и здесь мы можем ограничиться простейшим приближением первой гармоники для $\tilde{\epsilon}$ (так называемым одногармоническим приближением), которого вполне достаточно для понимания природы описываемого явления, а именно

$$\tilde{\epsilon} = a \cos \varphi, \quad (6)$$

где фаза

$$\varphi = \frac{2\pi F}{B}.$$

Амплитуда a определяется различными условиями эксперимента, а F — формулой Онзагера (2). Легко видеть, что если $a \ll 1$, то разница между B и H пренебрежимо мало по отношению к периоду осцилляций, т.е. фаза φ практически не изменяется при замене $B \rightarrow H$. В этом случае и первая производная от $\tilde{\epsilon}$, т.е. магнитный момент M , и вторая производная — магнитная восприимчивость

$$\chi_B = \frac{\partial M}{\partial B} \equiv -\frac{\partial^2 \tilde{\epsilon}}{\partial B^2}$$

должны иметь форму синуса или косинуса, в зависимости от магнитного поля. При этом измеряемая в эксперименте дифференциальная восприимчивость

$$\chi_H = \frac{\partial M}{\partial H} \approx \frac{\partial M}{\partial B} = \chi_B. \quad (7)$$

Однако при определённых условиях (низкие температуры, высокое качество образца) амплитуду a , вообще говоря, уже нельзя считать малой. Кроме того, из выражения для фазы в (6) имеем

$$\frac{\partial \varphi}{\partial H} = -2\pi \frac{F}{H^2},$$

т.е. период осцилляций в магнитном поле пропорционален квадрату магнитного поля и, естественно, он уменьшается квадратично с уменьшением поля. Это означает, что осцилляции становятся очень "быстрыми". Соответственно χ_B может возрастать по абсолютной величине, вообще говоря, неограниченно. Легко видеть, что тогда приращение индукции в образце при изменении внешнего магнитного поля будет существенно различным в зависимости от знака χ_B . В самом деле, это приращение выражается в виде [10]

$$\delta B = \delta H + 4\pi\delta M(B) = \delta H + 4\pi\chi_B\delta B,$$

т.е. измеряемая в опыте дифференциальная восприимчивость удовлетворяет соотношению

$$4\pi\chi_H = \frac{\partial B}{\partial H} - 1 = \frac{1}{1 - 4\pi\chi_B} - 1 = \frac{4\pi\chi_B}{1 - 4\pi\chi_B}. \quad (8)$$

Если $4\pi\chi_B \ll 1$, то $\chi_H \approx \chi_B$, т.е. справедливо (7).

Теперь посмотрим, что происходит при возрастании $|\chi_B|$. В окрестности минимума $\tilde{\varepsilon}$, где $\chi_B < 0$, дифференциальная восприимчивость $\chi_H \rightarrow -1/(4\pi)$ и $\partial B/\partial H \rightarrow 0$, т.е. индукция B в образце остаётся почти неизменной на протяжении практически всего периода и $4\pi\delta M \approx -\delta H$ (почти как в сверхпроводнике). В окрестности максимума $\tilde{\varepsilon}$, где $\chi_B > 0$, знаменатель в (8) стремится к нулю, χ_H увеличивается и, когда $\chi_B \rightarrow 1/(4\pi)$, производная $\partial B/\partial H \rightarrow \infty$. Следовательно, индукция в образце должна увеличиваться скачком (рис. 1).

Трансформация сигнала дГВА, представленного на рис. 1а, в сигнал, показанный на рис. 1б, т.е. переход от $M(B)$ к $M(H) = M(B - 4\pi M(B))$, иллюстрирует магнитное взаимодействие. Эта трансформация легко получается графически в соответствии с формулой $B - 4\pi M(B) = H$ простым сдвигом каждой точки на графике рис. 1а $4\pi M(B)$ влево ($M > 0$) или вправо ($M < 0$) на величину её ординаты. Такую пилообразную зависимость $4\pi M(H)$ с практически вертикальными скачками индукции впервые наблюдал Шенберг на образцах благородных металлов (эффект Шенберга) [8]. При обратном переходе, от $M(H)$ к $M(B) = M(H + 4\pi M(H))$, при $a < 1$ получатся те же графики, что и на рис. 1, но при $a > 1$ скачки трансформируются в "просветы", соответствующие областям абсолютной неустойчивости (см. для сравнения рис. 6.1 и 6.6а в [8]).

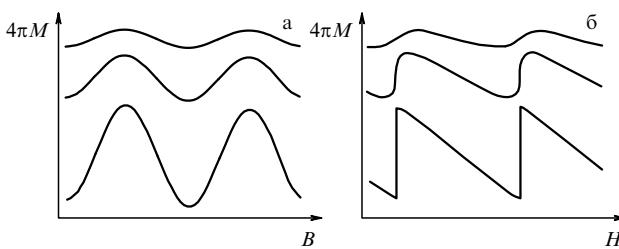


Рис. 1. Изменение формы осцилляций магнитного момента в результате магнитного взаимодействия при переходе от зависимости $M(B)$, где B — индукция магнитного поля в образце (а), к наблюдаемой в реальном эксперименте зависимости $M(H)$, где H — внешнее магнитное поле (б). Верхние кривые соответствуют $a \ll 1$, средние — $a = 1$, нижние — $a \gg 1$ [10]. Амплитуда a и, следовательно, χ_B увеличиваются, например, при уменьшении температуры. Для наглядности зависимости сдвинуты по вертикали.

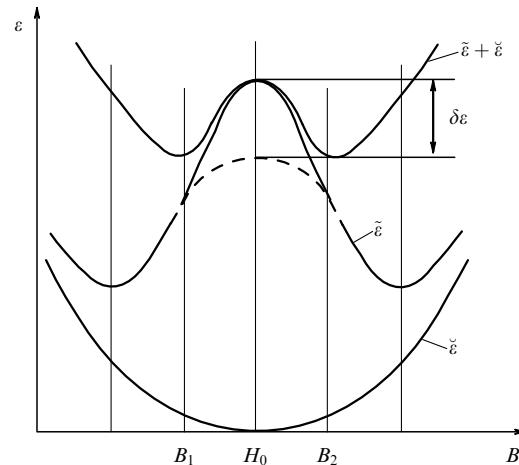


Рис. 2. Энергетические зависимости в небольшом диапазоне индукции B , ненамного превышающем один период осциллирующей зависимости $\tilde{\varepsilon}(B)$. Величина внешнего магнитного поля H_0 точно соответствует максимуму $\tilde{\varepsilon}(B)$. Нижняя парабола $\tilde{\varepsilon} = (B - H)^2/8\pi$ — энергия намагниченности образца с размагничивающим фактором $n = 0$ в данном магнитном поле H_0 . Верхняя кривая $\tilde{\varepsilon}(B) + \tilde{\varepsilon}$ соответствует сумме (5). Приведена ситуация $4\pi\chi_B > 1$, при которой в (5) возникают два минимума. Значения индукции B_1 и B_2 соответствуют минимумам суммы (5). Штриховой кривой условно показана энергия образца в форме пластины, нормальной к полю ($n \sim 1$), с диамагнитными доменами [10], $\delta\varepsilon$ — максимальный выигрыш в энергии при образовании доменов.

Итак, если в окрестности максимума $\tilde{\varepsilon}(B)$, где восприимчивость χ_B положительна, выполняется условие

$$-\frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}}{\partial B^2} = \chi_B > \frac{1}{4\pi}, \quad (9)$$

то условие термодинамической устойчивости $\partial H/\partial B = 1 - 4\pi\chi_B > 0$ не будет выполнено в некотором интервале магнитного поля

$$B_1 < H < B_2. \quad (10)$$

Это иллюстрирует рис. 2. Значения энергии в минимумах B_1 и B_2 на рис. 2 становятся равными между собой при $H = H_0$, и весь интервал (10) абсолютной неустойчивости (в длинном образце, параллельном магнитному полю с $n \sim 0$) преодолевается в этой точке скачком из состояния B_1 , в котором был минимум при $H < H_0$, в состояние B_2 . Это и есть эффект Шенберга. В образце в форме пластины, перпендикулярной полю ($n \sim 1$), несмотря на граничное условие для данной геометрии

$$B = H, \quad (11)$$

все значения B в интервале (10), соответствующие абсолютной неустойчивости, тем не менее, не реализуются. Во всём этом интервале магнитного поля состояние образца разбивается на две фазы, соответствующие термодинамически устойчивым состояниям при $B = B_1$ и $B = B_2$ с выигрышем $\delta\varepsilon$ в энергии в середине этого диапазона. (Разумеется, с учётом избыточной энергии в доменных стенках выигрыш меньше.) При этом требование (11) выполняется в среднем. Указанные фазы и представляют собой диамагнитные домены, или домены Кондона [1], со взаимно противоположной намагниченностью в соседних фазах.

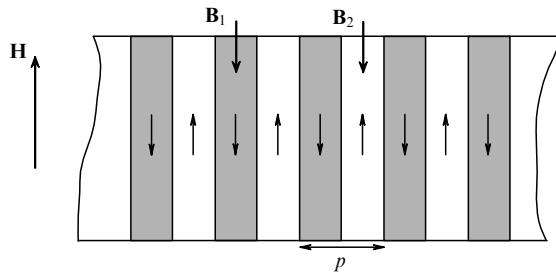


Рис. 3. Схема простейшей ламинарной доменной структуры. Магнитное поле \mathbf{H} ориентировано нормально пластинке, толщина d которой много меньше её размера, т.е. $n \sim 1$, а период структуры p много меньше d .

Следует обратить внимание на то, что на рис. 3 фаза $B_1 < H$ является диамагнитной, а фаза $B_2 > H$ — парамагнитной, хотя в обеих фазах индукция направлена в ту же сторону, что и внешнее поле. В доменной стенке протекает ток намагниченности, обеспечивающий скачок индукции $\Delta B = B_2 - B_1$. Если обозначить толщину доменной стенки через w (в теории Привороцкого [11–13] это ларморовский радиус, т.е. $w \sim R_H$), то, как обычно, вследствие конкуренции поверхностной энергии и избыточной энергии в доменных стенках [11–13] получим для периода

$$p \propto \sqrt{wd}. \quad (12)$$

Это даёт величину порядка нескольких десятков микрометров для обычной толщины образца $d \sim 1$ мм и магнитных полей в несколько тесл.

Неравенство (9) определяет в координатах (H , T) фазовую границу между областью состояния с однородной намагниченностью и областью расслоения на домены, которые образуются в каждом дГвА-периоде в интервале (10). При этом для $\chi_B(B, T)$ в формуле (3) используются параметры соответствующего сечения поверхности Ферми и фактор Дингла $\exp[-1/(\omega t)]$, учитывающий уширение уровней Ландау в данном образце (4).

Легко видеть, что условие термодинамической неустойчивости (9) для случая одногармонического приближения, когда производная однозначно связана с амплитудой, можно представить как соотношение между амплитудой осцилляций магнитного момента и периодом этих осцилляций в магнитном поле, а именно:

$$4\pi M = \frac{P}{2\pi},$$

что является удобной оценкой, поскольку обе величины непосредственно измеряются в эксперименте.

1.3. Первые эксперименты

К идеи возникновения доменов Кондон пришёл [1], анализируя результаты измерений намагниченности (эффект дГвА) в образцах бериллия. На поверхности Ферми этого металла электронные куски в 3-й зоне имеют удлинённую форму, напоминающую сигару. Поэтому амплитуда эффекта дГвА в бериллии достаточно велика для того, чтобы реализовались условия образования доменов в легко доступной области магнитных полей и температур. Сравнивая результаты измерения эффекта дГвА при низких температурах для образ-

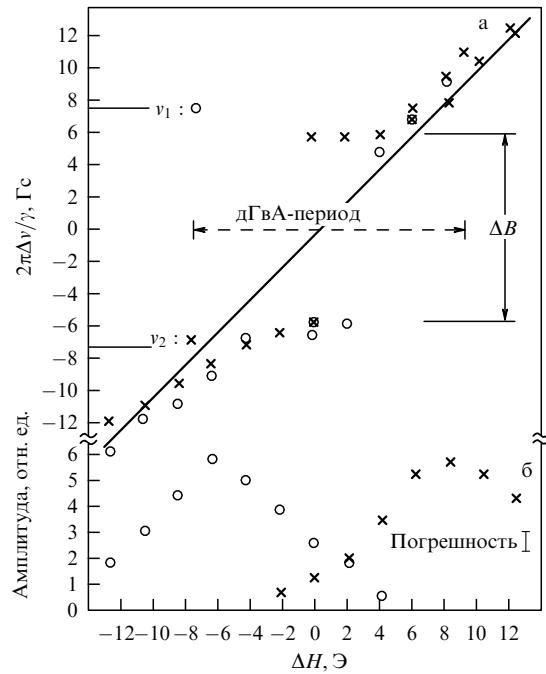


Рис. 4. Частоты (а) и амплитуды (б) пиков ЯМР на монокристаллической пластинке серебра в магнитном поле 9 Тл при температуре 1,4 К в диапазоне около одного периода дГвА. Расщепление линий в центре периода, соответствующее возникновению доменов, примерно 12 Гц, т.е. около половины периода дГвА. (б) Изменение интенсивностей пиков соответствует изменению объёмов фаз.

цов разной формы, можно было объяснить их, предположив возникновение доменов. Образование доменов с током намагниченности в доменных стенках естественным образом должно приводить к эффектам типа переохлаждения, необратимости намагничивания. Однако анализ всех предыдущих экспериментов показал абсолютную обратимость эффекта дГвА. Кроме того, Кондон попытался обнаружить возникновение доменов в бериллиевой монокристаллической пластинке, измеряя точечным датчиком распределение магнитного поля в непосредственной близости от поверхности образца. Однако таким способом экспериментально подтвердить образование доменов в бериллии не удалось.

Впервые такое подтверждение было получено спустя два года в эксперименте с использованием ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в серебре [14], результаты которого представлены на рис. 4. Поглощение высокочастотного сигнала (≈ 20 МГц) происходило в тонком поверхностном слое на глубине скин-слоя около 1 мкм. В случае однородной намагниченности кристалла наблюдалась одна линия, соответствующая величине приложенного магнитного поля. При образовании доменов периодически происходило расщепление линии (см. рис. 4).

Интересно отметить, что идентичные эксперименты на бериллии, в которых следовало ожидать, вообще говоря, ещё большего эффекта, оказались, как ни странно, безрезультатными. Объяснение авторов, основанное главным образом на квадрупольном расщеплении ЯМР в бериллии (магнитный момент ядра бериллия $3/2$, а серебра — $1/2$), долгое время оставалось безальтернативным. На самом деле, на наш взгляд, главная причина этого глубже (см. раздел 3.2).

Тем не менее существование диамагнитных доменов именно в бериллии проявлялось также в характерных только для бериллия зависимостях амплитуды осцилляций сопротивления или термоэдс от магнитного поля. Напомним, что в бериллии происходит магнитный пробой, существенно увеличивающий амплитуду этих осцилляций. Свообразие поверхности Ферми бериллия заключается в том, что толщина слоя открытых траекторий, образующихся в результате магнитного пробоя в базисной плоскости между электронной сигарой в 3-й зоне и дырочной "короной" во 2-й, определяется тонкими перемычками в короне. В результате всему этому узкому слою открытых траекторий соответствует определяющее период указанных осцилляций сечение сигары, практически совпадающее с центральным сечением. Поэтому именно в бериллии имеет место гигантская амплитуда магнитопробойных осцилляций сопротивления и термоэдс, магнитная частота которых определяется центральным сечением сигары [15].

Однако кроме центрального сечения в сигаре имеется ещё два симметричных нецентральных экстремальных сечения, отличающихся от центрального на 3 % по площади. Оба эти сечения отстоят на четверть длины сигары от базисной плоскости [16] и поэтому не участвуют в образовании магнитопробойных траекторий и соответственно гигантских осцилляций. В результате в эффекте дГвА частота определяется нецентральным сечением и имеют место биения. Амплитуда осцилляций периодически изменяется в три раза, при этом частота магнитопробойных осцилляций меньше на те же 3 %. В итоге своеобразной интерференции периодически образующиеся в образце с частотой дГвА участки неустойчивости $\Delta B = B_2 - B_1$, внутри которых все промежуточные значения индукции не реализуются, совпадают то с минимумами, то с максимумами магнитопробойных осцилляций сопротивления или термоэдс, и это чередование происходит с тем же периодом биений. Поэтому вместо монотонного увеличения амплитуды магнитопробойных осцилляций с увеличением магнитного поля, что обусловлено возрастанием вероятности магнитного пробоя, наблюдается попеременное с периодом биений "вырезание" соответственно то минимумов, то максимумов этих осцилляций [17]. Появление при понижении температуры такой огибающей амплитуды магнитопробойных осцилляций сопротивления или термоэдс в бериллии должно было свидетельствовать о возникновении в нём диамагнитных доменов.

На протяжении многих лет (с 1968 по 1996 г.) так и не было проведено хотя бы ещё одного эксперимента, в котором было бы установлено образование доменов Кондона. В качестве исключения, скорее подтверждающего правило, можно привести работы Божко и Вольского [18, 19], в которых наблюдалось аномальное поведение геликонов в алюминии при низкой температуре ($T < 1$ К), что авторы объяснили как результат возникновения диамагнитных доменов. Кроме того, труднообъяснимые результаты экспериментов в серебре [20, 21] авторы также связывали с возникновением доменов Кондона. Поэтому неудивительно, что существование диамагнитных доменов представлялось как весьма редкое, можно сказать экзотическое, явление, хотя интерес к нему не ослабевал. Так, за продолжительный отрезок времени появилось довольно много теоре-

тических работ, в которых обсуждались различные стороны этого явления [22–28].

Следует отметить ещё один аспект проблемы возникновения диамагнитной неустойчивости. Касание очередным уровнем Ландау поверхности Ферми при уменьшении магнитного поля и дальнейшее заполнение этого уровня электронами формально можно рассматривать как возникновение новой полости, т.е. как фазовый переход $2^{1/2}$ рода (переход Лифшица) с присущей этому переходу сингулярностью в плотности состояний [29] и соответствующими особенностями как в термодинамике, так и в кинетических коэффициентах. Как известно, этот фазовый переход "размывается" [30] как из-за конечной температуры, так и в результате рассеяния на примесях (конечной температуры Дингла). Однако если приблизиться к "идеальной" ситуации, т.е. нулевой температуре в идеальном кристалле, то сингулярность может сниматься за счёт возникновения неустойчивости в точке касания и образования в её окрестности диамагнитных доменов [31]. Уже исходя только из этого, вообще говоря, можно было предположить, что домены Кондона при создании подходящих условий могут возникать в любом без исключения металле.

2. Мюоны в исследовании диамагнитных доменов

Прогресс в экспериментальном исследовании доменов Кондона произошёл в результате применения положительных мюонов для локального измерения магнитной индукции в образце. Мюоны — нестабильные элементарные частицы с временем жизни $\tau_\mu = 2,19714 \times 10^{-6}$ с и спином 1/2. Пучок положительных мюонов получают в ускорителе, бомбардируя высокогенергетическими протонами мишень, при взаимодействии с ядрами которой сначала происходит образование π^\pm -мезонов (пионов). Положительные и отрицательные мюоны затем получаются в результате ядерной реакции $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ распада пиона на мюон и нейтрино. В образце спин мюона прецессирует в окружающем его локальном магнитном поле, и времени жизни мюона хватает для того, чтобы измерить частоту прецессии и соответственно величину этого поля достаточно точно. Если в образце имеются две фазы с различной индукцией, то будут получены два значения частоты прецессии.

2.1. Общая характеристика и описание метода

Метод μ SR (muon spin rotation) [32], который развился фактически на стыке двух областей физики — ядерной физики и физики конденсированного состояния, в определённом смысле является аналогом метода ЯМР. И в том и в другом методе величина индукции измеряется по частоте прецессии спина в магнитном поле. Однако следует отметить очень важные различия. Во-первых, если для некоторых металлов ядерный спин отличен от 1/2, то это создаёт проблемы для измерения ЯМР. Так, в бериллии имеет место квадрупольное расщепление, а у большинства изотопов олова ядерный момент вообще отсутствует. В случае μ SR-метода эта проблема снимается — для всех металлов используется одно и то же "ядро" — мюон с массой $m_\mu = 206,77m_e$ (m_e — масса электрона) и гиromагнитным отношением $\gamma_\mu = 2\pi \times 13,554$ кГц Гс⁻¹. При этом частота прецессии измеряется непосредственно (см. ниже) и нет необходимости

мости в высокочастотном электромагнитном поле, которое проникает в металл только на малую глубину скользящего слоя. Поэтому в методе ЯМР резонансное поглощение (и соответственно измерение индукции) происходит только в тонкой области на поверхности образца. Напротив, мюоны проникают достаточно глубоко внутрь образца. Поэтому, используя метод μ SR, можно судить об объемных свойствах образца. Это второе, весьма существенное, преимущество μ SR над ЯМР оказалось, как выяснилось позднее, решающим именно в случае бериллия.

Ещё в 1979 г. Ю. Белоусов и В. Смилга предложили использовать метод μ SR для наблюдения доменов Кондона [33, 34]. Однако довольно долгое время их работа, к сожалению, оставалась незамеченной. Прошло ещё 16 лет, прежде чем метод μ SR для наблюдения доменов Кондона был применён в Швейцарии в институте Пауля Шеррера. В 1995 г. эксперименты на бериллии увенчались успехом: образование доменов Кондона, так же как и в методе ЯМР, наблюдалось как расщепление μ SR-пика [35].

Схема прямого измерения частоты прецессии и соответственно локального поля в методе μ SR состоит в следующем. Пучок мюонов, пройдя через коллиматор, попадает на образец, находящийся в однородном магнитном поле. Диаметр пучка около 6 мм, что, как правило, несколько меньше размеров образца. Специальное устройство на входе поворачивает спин мюона на угол примерно 90° , так что в образце спины всех мюонов в начальный момент ориентированы одинаково: вертикально и перпендикулярно к горизонтально направленному магнитному полю. Время термализации мюона, т.е. время до его "остановки", можно считать пренебрежимо малым, так что прецессия всех мюонов начинается одновременно. Глубина, на которую проникает мюон, определяется величиной импульса (в данном случае ≈ 28 МэВ/с) и плотностью вещества образца. Для разных металлов глубина проникновения мюона различалась, но всегда была меньше толщины образца. После "остановки" мюон диффундирует в некоторой области, размер которой по крайней мере на несколько порядков меньше возможной величины домена. Спин мюона в это время прецессирует, в соответствии с величиной локального поля, вплоть до момента распада:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + v_e + \bar{\nu}_\mu,$$

здесь e^+ — позитрон, v_e — электронное нейтрино, $\bar{\nu}_\mu$ — мюонное антинейтрино.

В результате асимметрии распада позитрон вылетает преимущественно в направлении спина мюона в момент распада и регистрируется соответствующим детектором позитронов. Это даёт возможность определить время прецессии и конечное направление спина мюона. Эксперимент устроен таким образом, что измеряется только то событие, в течение которого в образце за всё время прецессии находится строго один-единственный мюон. Если за время до распада мюона в образец влетает следующий мюон, то такое событие отбрасывается. В другой модификации эксперимента (с применением техники измерений MORE — muons-on-request) пучок перекрывается, как только сцинтилятор зафиксирует, что образец "занят". Такой способ более выгоден, поскольку в нём быстрее набирается необходимое коли-

чество событий (статистика) и меньше шум. Кроме того, "лишние" мюоны могут в то же время использоваться в соседнем спектрометре.

Таким образом, в результате фиксирования огромного числа позитронов ($\sim 10^6$ и более) проявляется осциллирующая зависимость $N(t)$, соответствующая прецессии спина мюона в данном поле, если это поле достаточно однородно во всей рабочей части образца. Если образуются две фазы с различными значениями индукции, то фурье-анализ разрешит эти частоты, если разница ΔB достаточно велика. Другими словами, так же как и в методе ЯМР, в однородно намагниченном образце должен наблюдаться один узкий пик, а при наличии доменов пик должен расщепиться. Обычно использовалось два детектора, слева и справа, так что между ними имелся сдвиг по фазе, равный π . Гистограммы обоих детекторов немного отличаются, что объясняется неидентичностью технических характеристик детекторов, поэтому их можно анализировать как вместе, так и по отдельности. Таким образом, мы имеем

$$N_i(t) = N_{0i} \exp\left(-\frac{t}{\tau_\mu}\right) [1 + AP_i(t)] + b_i,$$

где $i = 1, 2$ — номер детектора, распадная экспонента со временем жизни мюона $\tau_\mu = 2,19714$ мкс определяет временнёе окно для измерений, b_i — уровень шума. Константу анизотропии распада мюона с вылетом позитрона преимущественно по направлению спина, что, по сути, лежит в основе всего метода, с учётом усреднения по энергии позитронов можно считать $A = 1/3$. В данной постановке эксперимента зависящая от времени поляризация мюона $P(t)$, направленная перпендикулярно \mathbf{B} , осциллирует с частотой $\omega = \gamma_\mu B$. При этом амплитуда поляризации убывает, так как прецессия мюона происходит не в идеально однородном поле. В эксперименте всегда есть несколько причин, приводящих к неоднородности магнитного поля, в котором происходит прецессия мюона. В реальной решётке, даже при идеально однородном магнитном поле, мюон в результате диффузии успевает побывать в различных междоузлиях, "видя" магнитные моменты ядер, которые при данных температуре и внешнем магнитном поле ориентированы случайным образом. В результате для однородной намагниченности имеем

$$P_i(t, H) = \exp(-\lambda t) \cos(\gamma_\mu B t + \phi_i), \quad i = 1, 2, \quad (13)$$

где фазы в детекторах 1 и 2 равны соответственно 0 и π . Здесь $B = B(H)$, что учитывает намагниченность образца. Декремент затухания λ — результат наложения всех факторов, обуславливающих неоднородность магнитного поля. Вклад в λ , связанный с отмеченным выше случайнм направлением ядерных спинов, которое определяется диффузией мюона по междоузлиям, заметно различается для разных металлов. Кроме того, неоднородная намагниченность образца, например вследствие отличия формы образца от эллипсоида, также может приводить к небольшому увеличению затухания.

Как правило, величина λ в наших экспериментах, связанная только с характером диффузии мюона в образце (без учёта намагниченности), составляла от 3 до 30×10^4 с⁻¹, что давало возможность обнаружить возникновение фаз с различной частотой прецессии, т.е.

диамагнитных доменов, во всех экспериментах. При этом неоднородность внешнего магнитного поля оказалась абсолютно несущественной. Во-первых, неоднородность, малая сама по себе, всегда была на порядок меньше периода дГвА в пределах размера рабочей зоны образца. Во-вторых, переход в двухфазное состояние — это переход в состояние с двумя доменами со значениями индукции в них B_1 и B_2 . Поэтому даже наличие небольшого градиента может повлиять только на сдвиг границы между фазами. Другими словами, происходит, как и всегда при фазовых переходах, стабилизация значений B_1 и B_2 в доменах. Конечно, речь не идёт о доменной структуре, т.е. о форме и размерах доменов. Эти вопросы остаются за рамками мюонного эксперимента.

Итак, в идеальной ситуации (идеальной в том смысле, что объём доменных стенок пренебрежимо мал) поляризация в детекторе принимает вид

$$P(t) = \sum_{j=1,2} a^j(H) \exp(-\lambda t) \cos(\gamma_\mu B_j t + \phi_j). \quad (14)$$

Здесь фазы ϕ_j равны 0 и π соответственно для 1-го и 2-го детекторов. В отличие от частоты в формуле (13), являющейся функцией поля, частоты $\gamma_\mu B_1$ и $\gamma_\mu B_2$ в (14) соответствуют диа- и парамагнитным фазам и не изменяются во всём диапазоне существования доменов. Поскольку можно уверенно полагать, что позиции попавших в образец мюонов распределены совершенно случайным образом, то амплитуды $a^1(H)$ и $a^2(H)$ в точности соответствуют объёмам диа- и парамагнитной фаз.

На самом деле реальная ситуация заметно отличается от идеальной. Как отмечалось выше, даже для однородной намагниченности имеет место затухание λ , которое эквивалентно уширению пика μ SR по частоте $\Delta v \approx \lambda/\pi$ или соответственно уширению $\Delta H = 2\pi\Delta v/\gamma_\mu$ по магнитному полю. Кроме того, в двухфазном состоянии междоменные границы занимают вовсе не пренебрежимо малую часть объёма образца. Как выяснилось в дальнейшем (см. раздел 3.2), толщина доменной стенки оказалась на порядок больше ларморовского диаметра орбиты электрона, тогда как ранее считалось естественным, что эти величины должны быть одного порядка [11–13]. Поэтому заметная часть мюонов в образце будет прецессировать с частотами, более или менее равномерно распределёнными в интервале между $\gamma_\mu B_1$ и $\gamma_\mu B_2$.

Таким образом, имеется достаточно причин ожидать, что в реальном образце пики, являясь заметно уширенными, будут перекрываться настолько, что их разрешение в данном методе окажется принципиально невозможным. Другими словами, временнóе окно оказывается недостаточно большим для обнаружения биений в частоте, если значения индукции в доменных фазах B_1 и B_2 достаточно близки между собой и, следовательно, период биений заметно превышает время жизни мюона. Тем не менее это не мешает наблюдать сам факт образования доменов Кондона в определённой области магнитных полей. Образование двух близко расположенных пиков вместо одного фактически проявляется как уширение пика и соответственно как увеличение λ . Это получается при фильтровании экспериментальных гистограмм формулой (13), если положить $\lambda = \lambda(H)$ и оставить $B = B(H)$. Появление в образце второй, новой,

фазы намагниченности "работает" в этом случае просто как увеличение неоднородности B . Тогда результатом возникновения доменов является осциллирующая в магнитном поле функция $\lambda = \lambda(H)$. Период осцилляций при этом должен в точности совпадать с заранее хорошо известным периодом дГвА для данного кристалла с данной ориентацией. Понятно, что такие осцилляции в принципе не могут быть вызваны никакими другими причинами, в том числе и осцилляциями обычной неоднородности в распределении B , обусловленной токами намагничивания и отличием формы образца от эллипсоида, о чём говорилось выше, так как тогда осцилляции λ происходили бы с удвоенной частотой.

Итак, появление осцилляций затухания $\lambda = \lambda(H)$ с "правильным" периодом однозначно свидетельствует о присутствии в образце диамагнитных доменов. При этом положение максимума λ указывает положение середины доменной области, а максимальное значение λ даёт возможность приблизительно оценить величину расщепления $\Delta B = 2\lambda/\gamma_\mu$, которое определялось по приведённой выше формуле $\Delta v \approx \lambda/\pi$. Забегая вперёд, отметим, что именно так были обнаружены домены Кондона во всех исследованных монокристаллах бериллия, олова, свинца, индия и алюминия [36, 37]. И только в двух из них, а именно в бериллии и олове, удалось измерить расщепление прямым спектроскопическим способом, т.е. расщепление пика обнаруживалось фильтрованием по формуле (14) как результат биений.

Следует отметить, что в "идеальной" ситуации, при которой уровень шума b и затухание λ малы, а расщепление Δv велико, доменам в фурье-спектре соответствуют два узких, чётко разделённых пика. В такой ситуации в принципе можно было бы оценить объём образца, занятый междоменными стенками, что должно проявляться в "зарастании" промежутка в спектре между пиками. Тогда можно было бы приблизительно найти толщину междоменных стенок. Эту задачу можно решать также несколько другим путём. Задавая профиль распределения индукции в стенке как параметр и сравнивая полученный результат с экспериментальным, можно найти наилучшее совпадение. Попытки такого рода вычислений были предприняты для бериллия [38]. Однако ситуация, к сожалению, была весьма далека от идеальной. Поэтому полученный в [38] результат (заметно больший 10 % периода) можно рассматривать лишь как качественный.

Таким образом, метод μ SR даёт возможность однозначно установить наличие доменов Кондона, однако изучение деталей доменной структуры этим методом — пока дело будущего.

2.2. Результаты измерений в бериллии

Измерения прецессии мюонов производились на μ SR-спектрометре LTF (Low Temperature Facility) в Институте Пауля Шеррера (Швейцария). Сверхпроводящий соленоид создавал горизонтальное магнитное поле напряжённостью до 2,9 Тл. Пучок мюонов влетал через коллиматор и вакуумное окно вдоль оси соленоида в помещённый в вакуум образец, прикреплённый к серебряному держателю, который находился в тепловом контакте с криостатом растворения. В результате в эксперименте можно было создавать и поддерживать постоянную температуру в широком диапазоне, от 4,2 К до 20–30 мК. Измерения проводились в одном из

режимов — при "высоких" (от 4,2 до 1,5 К) или низких (от 0,8 К до 20–30 мК) температурах. Переход от одного режима к другому требовал определённого времени. Оба режима использовались только в экспериментах на бериллии, на всех остальных металлах измерения проводились при низкой температуре.

Образцы представляли собой монокристаллические пластиинки, ориентированные определённым образом относительно направления магнитного поля, размером 10–12 мм, существенно превышающим размытие пучка мюонов. В результате большая часть мюонов попадала в образец, где и происходила прецессия. Вылетающие в результате распада мюона позитроны регистрировались двумя детекторами, расположенными слева и справа от пучка. Небольшая часть мюонов могла останавливаться вне образца, что неминуемо приводило к наличию некоторого фона во всех временных каналах и соответственно понижению разрешающей способности. Однако во всех случаях это не помешало получить убедительные результаты. Толщина образцов выбиралась с достаточным запасом, для того чтобы глубина проникновения мюонов в металл была меньше этой толщины.

Держатель образца в нижней части оканчивался специальным разъёмом, к которому можно было подсоединять четыре контакта к образцу. Это давало возможность измерять *in situ* или сопротивление, или термоэдс образца. Такие измерения представлялись необходимыми в первых экспериментах на бериллии для независимого контроля наличия доменов. В дальнейших экспериментах эта возможность не использовалась.

Первые мюонные эксперименты были выполнены на бериллии [35]. Амплитуда дГвА в бериллии максимальна в направлении магнитного поля, параллельного гексагональной оси. Это обусловлено, как сказано в разделе 1.3, электронной частью поверхности Ферми в 3-й зоне, так называемой сигарой. В сигаре имеется три экстремальных сечения: центральное с $F = 9,44 \times 10^2$ Тл и два симметрично расположенных нецентральных сечения с $F = 9,71 \times 10^2$ Тл [39, 40]. Им всем соответствует одинаковая кривизна. Поэтому в осцилляциях дГвА имеют место характерные биения амплитуды, период которых содержит около 33 периодов высокой частоты. При этом амплитуда от узлов к пучностям изменяется в три раза. В результате наступления неустойчивости образование диамагнитных доменов происходит в пучностях при более высокой температуре. Положение пучностей в магнитном поле хорошо известно, что существенно помогало в правильном выборе диапазона полей в весьма длительном и дорогостоящем мюонном эксперименте.

Кроме того, в первом эксперименте проводилось измерение *in situ* осцилляций термоэдс, так как заранее было установлено, что измерения термоэдс рассеиваются в образце с данной формой почти на порядок меньшую мощность по сравнению с таковой, рассеиваемой изменениями сопротивления при той же величине измеряемого сигнала.

Как упоминалось в разделе 1.3, анализ магнитопрбояных осцилляций позволяет судить о возникновении в кристалле доменного состояния. Повторим, что описанная процедура непрерывного контроля качества образца, предназначенного для наблюдения возникновения диамагнитных доменов мюонным методом, представлялась необходимой при проведении первых экспериментов на установке LTF ввиду исключительной дороговизны

пучкового времени, что не позволяет, грубо говоря, делать дубли, кроме того, результат трудно было предугадать заранее.

Образец бериллия представлял собой пластинку размерами $9 \times 10 \times 1,8$ мм. Размагничивающий фактор образца, который был принят равным размагничивающему фактору вписанного в образец эллипсоида с осями 9, 10 и 1,8 мм, составлял $n \approx 0,77$ [41]. Нормаль к пластине совпадала с гексагональной осью кристалла. Пластина была вырезана из более крупного кристалла электроискровым способом. Отношение сопротивлений $R_{300\text{ K}}/R_{4,2\text{ K}} \approx 300$, температура Дингла $T_D = 2,2$ К. Диапазон магнитного поля был немного больше двух периодов дГвА в области пучности осцилляций. Величина периода в этом магнитном поле составляла около 44 Гс (рис. 5). Нестабильность магнитного поля за время измерения (около одного часа) одной гистограммы, т.е. одной точки на графике, не превышала 1 Гс, а неоднородность магнитного поля в пределах образца также была не больше этой величины. Всё это давало возможность получить достаточно высокую точность измерений.

Приведённые на рис. 5 данные описываются формулой (13) вполне адекватно лишь на участках однородного намагничивания, т.е. в окрестности минимума λ . Наблюдающееся периодическое увеличение λ , без сомнения, свидетельствует об уширении пика μ SR, хотя, строго говоря, формула (13) в такой ситуации не соответствует действительности. Это уширение, происходящее в точности с "правильным" дГвА-периодом, безусловно, свидетельствует о возникновении диамагнитных доменов. Другими словами, образование доменов влечёт за собой появление двух пиков, которые либо являются хорошо разрешёнными, представляя собой дублет, либо перекрываются настолько (что может быть обусловлено различными причинами), что дублет не разрешается и наблюдаются только осцилляции λ . В полученных μ SR-спектрах, измеренных в пучностях дГвА-осцилляций при температурах $T < 0,5$ К, отчётливо расщеплённый дублет наблюдается при магнитных полях вплоть до $H = 1,5$ Тл. Однако в узлах биений, где амплитуда дГвА-осцилляций в три раза меньше, наблюдается

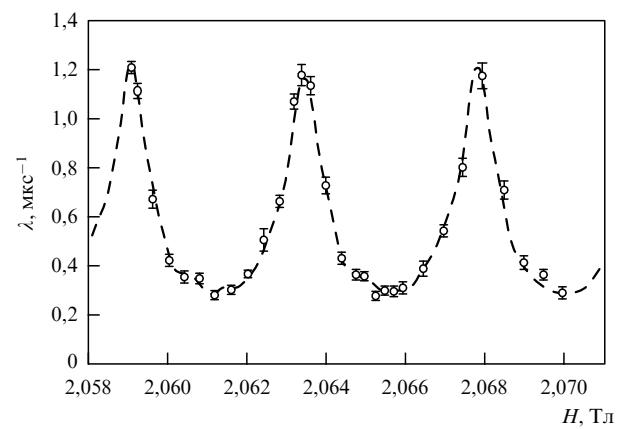


Рис. 5. Зависимость затухания λ от приложенного магнитного поля H , полученная из экспериментальных гистограмм по формуле (13), при температуре $T = 0,5$ К. Резкое увеличение λ с периодом 44 Гс однозначно интерпретируется как периодическое возникновение доменов с расщеплением пика $\gamma_\mu \Delta B = 2\lambda \approx 0,5$ МГц.

лишь периодическое увеличение λ , что также означает образование доменов.

При уменьшении магнитного поля до значений, меньших 1 Тл, уже ничто в μ SR-спектрах не свидетельствует о присутствии доменов. Однако это не даёт нам оснований считать, что здесь проходит фазовая граница существования доменов, которую мы пересекли. В самом деле, при $H = 1$ Тл период осцилляций $\Delta H = H^2/F \sim 10$ Гс и возможная величина расщепления составляет около 5 Гс, т.е. период биений — около 15 мкс. Это соответствует максимальной величине $\lambda \sim 0,2$ мкс $^{-1}$. Такую величину уже трудно установить не только из-за короткого времени жизни мюона, но и потому, что в данном образце даже в однородной фазе λ имеет примерно то же значение.

Итак, большая величина λ и на рис. 5, и в последующих измерениях [35, 42, 43] однозначно указывает на

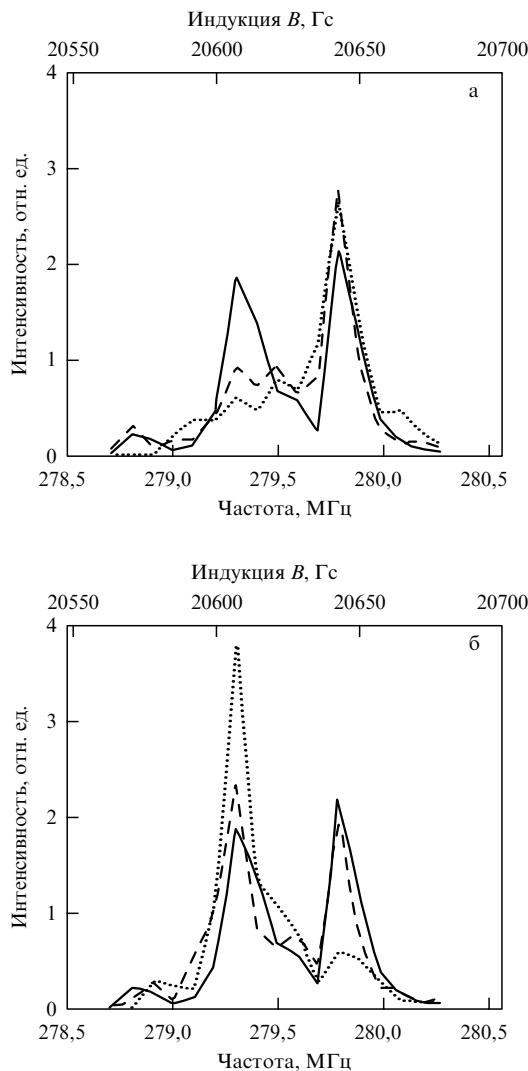


Рис. 6. Расщепление μ SR-спектров в пучности дГвА в окрестности $H = 20634$ Гс при $T = 0,5$ К: (а) $H = 20640$ Гс (пунктирная кривая), $H = 20636$ Гс (штриховая кривая), $H = 20634$ Гс (сплошная кривая); (б) $H = 20634$ Гс (сплошная кривая), $H = 20632$ Гс (штриховая кривая), $H = 20628$ Гс (пунктирная кривая). Положение пиков диамагнитной и парамагнитной фаз соответственно $B_1 = 20607$ Гс и $B_2 = 20643$ Гс остаётся неизменным. При уменьшении магнитного поля объём парамагнитной фазы убывает, а диамагнитной — возрастает.

образование двух фаз с различными значениями индукции, B_1 и B_2 , и соответственно с разными частотами прецессии, что следует из результатов фитирования гистограмм по формуле (14). Преобразование Фурье функции деполяризации (14) в окрестности максимума λ на рис. 5 при $H = 20634$ Гс показало наличие дублета на всех спектрах с $B_1 = 20607$ Гс и $B_2 = 20643$ Гс.

На рисунке 6 представлены фурье-спектры для пяти гистограмм в магнитных полях (сверху вниз) $H = 20640$, 20636, 20634, 20632 и 20628 Гс. (Для наглядности спектры разнесены на два рисунка (а и б), при этом центральный спектр для $H = 20634$ Гс приведён на обоих.) По мере убывания магнитного поля правый, парамагнитный, пик понижается, а левый, диамагнитный, пик возрастает, что соответствует изменению объёмов фаз. В центре доменной двухфазной области амплитуды пиков практически одинаковы.

На рисунке 7 представлены результаты измерения $B(H)$ в более широком интервале магнитных полей, охватывающем более двух периодов дГвА, в той же области пучности осцилляций, что и на рис. 5, 6. В областях с однородной намагниченностью $B(H)$ — однозначная функция, соответствующая одному пику. При возникновении диамагнитных доменов появляется дублет и соответственно величины B_1 и B_2 .

Для сравнения были проведены измерения при небольшом сдвиге магнитного поля в область ближайшего

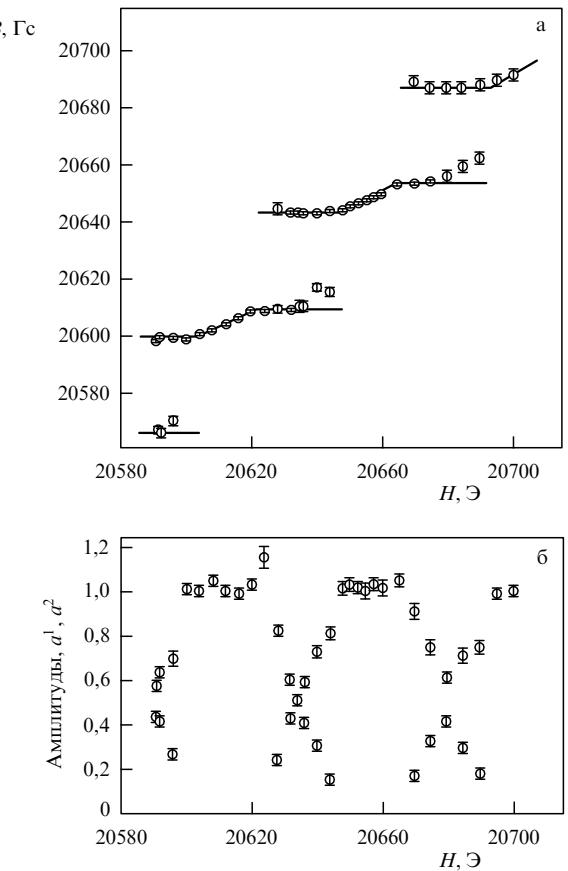


Рис. 7. (а) Индукция B в образце бериллия, полученная спектроскопическим методом при $T = 0,5$ К. Сплошная линия — результат расчёта [42] при $n = 0,775$. (б) Интенсивность пиков a^1, a^2 из формулы (14). В области дублета a^1, a^2 изменяются линейно с изменением магнитного поля, в точном соответствии с изменением объёмов фаз.

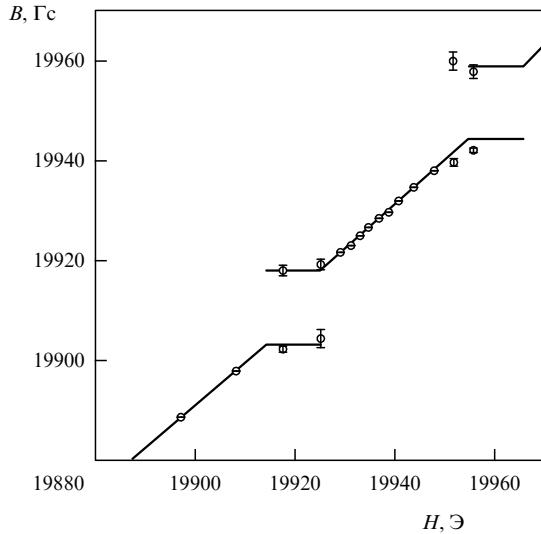


Рис. 8. Индукция $B(H)$ в соседнем с показанным на рис. 7 узле осцилляций, где амплитуда дГвА в три раза меньше. Температура $T = 0,5$ К. Сплошная линия — результат расчёта [42] при $n = 0,775$.

(к пучности на рис. 7) узла биений дГвА-осцилляций. Результаты этих измерений, показанные на рис. 8, подчёркивают чрезвычайно удобное свойство бериллия существенно изменять благодаря биениям амплитуду осцилляций при практически "неизменном" магнитном поле. Из рисунка 8 видно, что период почти не изменился, однако расщепление пика и область доменов сократились почти вдвое, в то время как область однородной намагниченности соответственно увеличилась.

Все результаты, показанные на рис. 5–8, были получены при уменьшении магнитного поля. Представляло интерес сравнить их с результатами аналогичных, но полученных при возрастании магнитного поля измерений. В принципе это давало возможность найти гистерезис, которого следовало ожидать по тем же причинам, что и переохлаждения при измерениях с изменением температуры, характерного для фазовых переходов 1-го рода. Для того чтобы свести к минимуму сдвиг поля из-за собственного гистерезиса сверхпроводящего соленоида, возвратное изменение поля произошло в узком диапазоне в пределах одного дГвА-периода.

Результаты экспериментов показали, что необратимость в намагничивании в эффекте дГвА по крайней мере не больше 2 Гс, что не превышает разрешающей способности метода. Забегая вперёд, заметим, что полученная при более точных измерениях (см. раздел 5) другими методами величина гистерезиса оказалась в хорошем согласии с этим значением.

Для точного измерения фазовой диаграммы необходимо точное фиксирование перехода от однородного состояния к доменному. Это требует надёжного измерения расщепления ΔB при $\Delta B \rightarrow 0$, т.е. как раз в той области, где метод μ SR отказывает. Тем не менее с известными оговорками можно привести результаты, полученные как при пересечении фазовой границы при изменении H , так и при её пересечении в случае изменения T .

Нахождение фазовой границы по температуре демонстрируется на рис. 9. Изменение $\Delta B(T)$ измерялось при

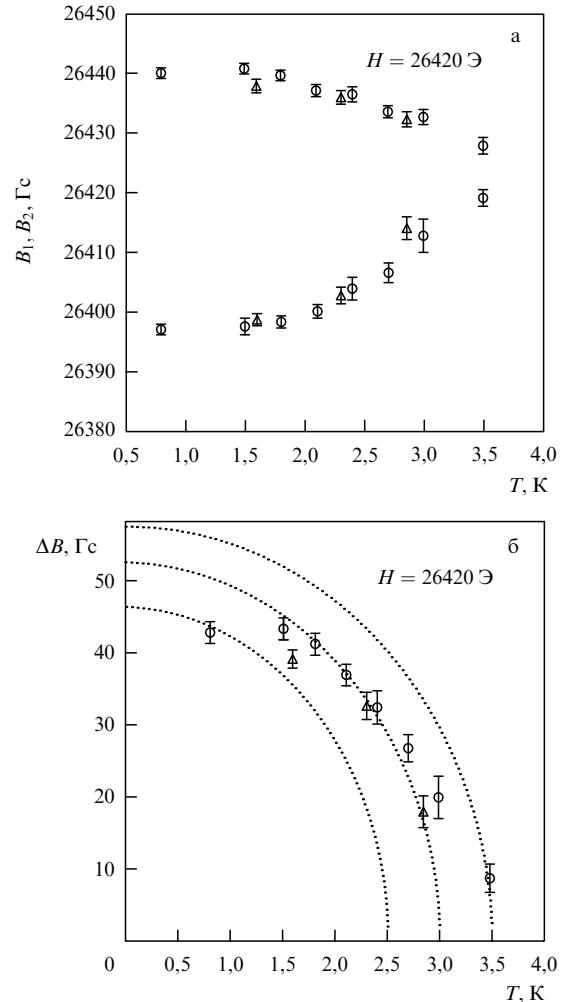


Рис. 9. (а) Результаты измерения дублета B_1, B_2 при $H = 2,642$ Тл, соответствующем середине периода дГвА, т.е. λ_{\max} , при нагревании (кружки) и охлаждении (треугольники). Разрешение двух частот, т.е. двух значений индукции при $T = 3,5$ К, представляется затруднительным. (б) Разность ΔB в зависимости от температуры. Пунктирные кривые — расчётные зависимости в рамках приближения первой гармоники с фазовой границей T_0 как параметром, выбранным соответственно равным 2,5, 3,0 и 3,5 К.

постоянном магнитном поле ($H = 2,642$ Тл), соответствующем середине доменной области, т.е. λ_{\max} в пучности осцилляций. Измерения проводились как при понижении, так и при повышении температуры (см. рис. 9). К сожалению, точность измерений в данной постановке эксперимента (в отличие от точности измерений при изменении магнитного поля) не позволяет сделать определённых выводов относительно величины переохлаждения. Наилучшее согласие с результатами расчёта наблюдается для фазовой границы в точке $T_0 = 3,0$ К. Последние точки при $T = 3,5$ К представляются неубедительными, что было заметно и при фитировании гистограмм по формуле (13).

Таким образом, домены Кондона в бериллии обнаружены и исследованы методом μ SR в области магнитных полей до 3 Тл при температурах вплоть до 0,1 К, получены величины расщепления ΔB и местоположение фазовой границы. При этом обнаружено, что амплитуда дГвА значительно превышает предсказываемую формулой ЛК. Это подтверждает результат, отмеченный нами

ранее [40] на основе измерений эффекта дГвА в бериллии с помощью датчика Холла.

2.3. Диамагнитные домены в металлах с малой амплитудой де Газа – ван Альфена

Диамагнитные домены и в серебре, и в бериллии наблюдались при условиях, когда амплитуда дГвА оказывалась одного порядка с периодом осцилляций или даже превышала его. В этом случае возникновение неустойчивости (и, как следствие, образование доменов Кондона) происходит очевидным образом в приближении одной гармоники (см. раздел 1.2). Такой подход вполне оправдан при не слишком низких температурах. Однако в большинстве металлов амплитуда дГвА значительно меньше и, более того, всегда остаётся гораздо меньшей периода осцилляций даже в самых лучших образцах [44] и при предельно низких температурах. На этом основании, казалось бы, можно полагать, что магнитное взаимодействие в этом случае несущественно и возникновение доменов Кондона невозможно. В рамках такого подхода образование доменов Кондона действительно представляло бы собой чрезвычайно редкое, экзотическое явление. Однако условие устойчивости (9), строго говоря, определяется величиной второй производной, которая в общем случае может быть большой, несмотря на малость амплитуды магнитного момента. В принципе в этом можно убедиться, анализируя формулу ЛК с учётом более высоких гармоник. Однако такая процедура представляется весьма громоздкой.

Не менее убедительными, но гораздо более наглядными являются следующие соображения, упомянутые в разделе 1.3. Действительно, касание очередным уровнем Ландау поверхности Ферми можно рассматривать как момент рождения новой зоны, т.е. как электронный топологический переход с образованием при $T = 0$ сингулярности в плотности состояний (И.М. Лифшиц [29]). Тогда легко убедиться в том, что вторая производная определяется уже не шириной экстремального пояса, т.е. кривизной поверхности Ферми в точке касания и соответственно амплитудой дГвА, а, в первую очередь, номером уровня Ландау. Поэтому при $T, T_D \rightarrow 0$ неравенство (9) может быть выполнено при превышении этим номером определённой критической величины ($\sim 10^3$ в модели свободных электронов). Другими словами, для любой поверхности Ферми и любого экстремального пояса неустойчивость и расслоение на домены Кондона обязательно осуществляются при $T, T_D \rightarrow 0$.

Ввиду сказанного выше представляло интерес провести поиск диамагнитных доменов методом μ SR с помощью спектрометра LTF (предельная температура ≈ 20 мК, магнитное поле до 3 Тл) в металлах, в которых имеется подходящее для этой области магнитных полей сечение поверхности Ферми. Разумеется, при этом необходимо было обеспечить предельно высокое качество монокристаллов и их правильную ориентацию. Такими металлами стали олово, алюминий, свинец и индий. Все монокристаллы были приготовлены в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН более 40 лет тому назад¹.

¹ Я благодарен В.Ф. Гантмахеру и В.С. Эдельману за предоставленные монокристаллы высокого качества.

2.3.1. Олово. Для олова характерна очень сложная поверхность Ферми, состоящая из нескольких листов, расположенных в 4-й, 5-й и 6-й зонах Бриллюэна [45–53]. Так что имеется большой выбор сечений (в том числе малых) и соответственно периодов дГвА для того, чтобы получить достаточно большой период в малых магнитных полях ($H < 3$ Тл). Кроме того, в природном олове, из которого изготовлен монокристалл, очень мало изотопов (около 12 %), имеющих ядерный магнитный момент. По этой причине собственное затухание λ в олове, обусловленное случайному магнитному полем, создаваемым расположенным рядом ядрами, чрезвычайно мало. Так, оно почти на порядок меньше, чем в бериллии, и гораздо меньше, чем в других металлах. Это даёт принципиальную возможность "увидеть" в олове возникновение доменов с предельно малым расщеплением ΔB .

Измерения были проведены на монокристалле олова размером $18 \times 12 \times 0,56$ мм, который был приготовлен из диска диаметром 18 мм путём стравливания "лишних" сегментов в разбавленной кислоте. В исходном монокристалле остаточная длина пробега электронов составляла несколько миллиметров [54], что говорит об очень высоком качестве кристалла. Температура Дингла в образце оказалась не более 0,1 К. Нормаль к пластинке совпадала с осью (100). Для этой ориентации магнитного поля из большого набора сечений с малыми частотами наиболее привлекательными являются два сечения: сечение "коренного зуба" (molar tooth) в 6-й зоне Бриллюэна поверхности Ферми с эффективной массой $m^*/m = 0,29$ [51] и частотой $F_1 = 446,8$ Тл [53] и сечение в 5-й зоне с m^*/m около 0,6–0,7 и частотой $F_2 = 2080$ Тл [45, 51–53].

На рисунке 10 представлены характерные для образования доменов осцилляции $\lambda(H)$ в этом образце олова. Следует обратить внимание на чрезвычайно низкий уровень затухания в однородной области, $\lambda_u = 0,03$ мкс⁻¹. Это результат указанной выше специфики олова и, кроме того, использования новой техники измерений MORE, упомянутой в разделе 2.1, которая, к сожалению, ещё отсутствовала во время проведения экспериментов с бериллием.

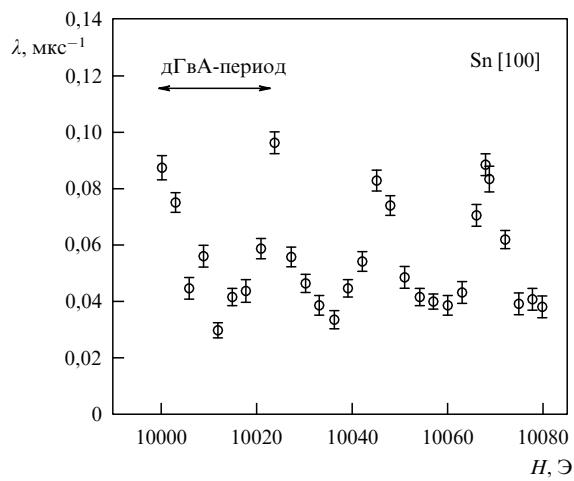


Рис. 10. Периодическое изменение затухания $\lambda(H)$ при $T = 0,08$ К. Наблюдаемый период $\Delta H = 23$ Гц в точности совпадает с таким для F_1 в данном магнитном поле. Наблюдаемая амплитуда λ соответствует образованию доменной структуры с $\Delta B = 2\lambda/\gamma_\mu = 2,5$ Гц, что на порядок меньше периода.

Именно это дало возможность обнаружить столь малую величину — $\Delta B = 2,5$ Гс. При увеличении магнитного поля вплоть до 1,41 Тл картина качественно не изменилась. Только период увеличился в два раза (в соответствии с формулой $\Delta H = H^2/F$) и составил $\Delta H = 46$ Гс. При этом λ увеличилась до $0,14 \text{ мк}^{-1}$, что по-прежнему слишком мало для явного разрешения дублета. На протяжении более чем ста периодов с правильной периодичностью происходит резкое увеличение и уменьшение λ , что невозможно интерпретировать иначе как образование доменов Кондона. Как и следовало ожидать, всюду расщепление ΔB примерно в 10 раз меньше периода дГВА. Это совершенно исключено в одногармоническом приближении, в котором ΔB при пересечении фазовой границы очень быстро достигает величины порядка половины периода и более. Наблюдаемая картина в точности соответствует ситуации, в которой амплитуда дГВА гораздо меньше полупериода. Понятно, что в этих же условиях, т.е. при тех же температуре, магнитном поле и температуре Дингла, но на образце с размагничивающим фактором $n \sim 0$ наблюдался бы эффект Шенберга — пилообразная зависимость $4\pi M(H)$ с теми же скачками $\Delta B = 2,5$ Гс. Это вполне согласуется с измерениями эффекта дГВА на том же сечении в образце олова близкого качества в той же области магнитного поля [44, 48].

Как отмечено в разделе 1.1, в критической точке $4\pi\chi_B = 1$ величина амплитуды дГВА в приближении одной гармоники

$$4\pi M = \frac{P}{2\pi},$$

где P — период осцилляций в данном магнитном поле. То есть при $P \approx 22$ Гс для возникновения доменов амплитуда дГВА должна быть не менее $\approx 3,5$ Гс. Однако экспериментальное значение амплитуды в данном случае почти на порядок меньше. Поэтому на основе полученных результатов можно однозначно утверждать, что в данном случае неустойчивость и домены возникают исключительно благодаря вкладу высоких гармоник.

При увеличении магнитного поля в области $H = 2$ Тл всё большую роль начинает играть более высокая частота и в осцилляциях происходит обычное в эффекте дГВА смешение двух периодов. Начиная с $H \approx 2,6$ Тл доминирующей становится вторая частота, $F_2 = 2080$ Тл, с первым в этом поле $\Delta H = 33,3$ Гс (рис. 11).

Максимальная величина затухания $\lambda = 0,4 \text{ мк}^{-1}$ на рис. 11 соответствует величине $\Delta B \approx 9$ Гс, которая уже является достаточно большой для разрешения дублета. Результаты фитирования гистограмм по формуле (14) представлены на рис. 12.

На рисунке 12 величина расщепления (≈ 8 Гс) по-прежнему заметно меньше, чем необходимо в приближении одной гармоники. Поэтому образование доменов и в данном случае происходит только в результате существенного вклада высших гармоник в зависимость $\tilde{\varepsilon}(B)$ и соответственно в зависимость $M(B)$, которая становится пилообразной со скачками момента гораздо меньшими полупериода. (Напомним, что в приближении одной гармоники магнитный момент становится пилообразной функцией при переходе от $M(B)$ к $M(H)$ только в том случае, если амплитуда дГВА от пика до пика удовлетворяет условию $8\pi M_{\max} \geq P/\pi \approx 11$ Гс.)

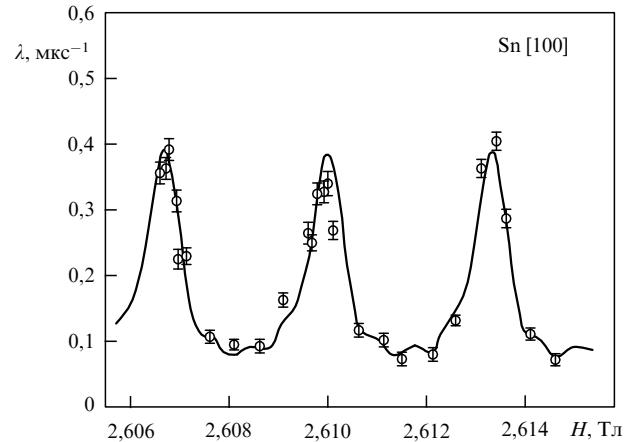


Рис. 11. Зависимость $\lambda(H)$ при увеличении H в области 2,6 Тл. Сплошная кривая — результат расчёта в случае второго, большего, сечения с $F_2 = 2080$ Тл, которому в данном поле соответствует период $\Delta H = 33,3$ Гс.

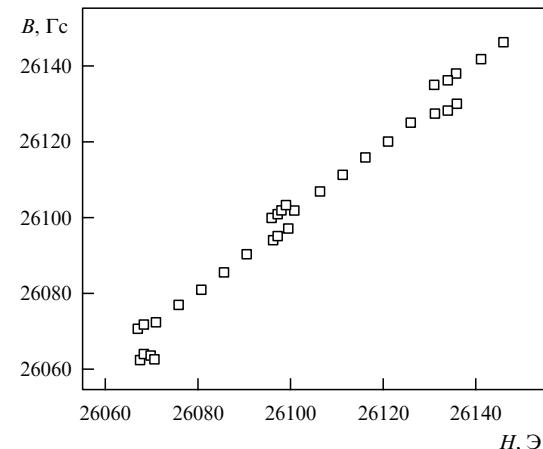


Рис. 12. Индукция B как функция приложенного поля H для того же диапазона полей, что и на рис. 11. Периодически возникают домены Кондона с расщеплением $\Delta B \approx 8$ Гс. Характерно, что в доменной части вместо обычных горизонтальных плато наблюдаются наклонные.

Следует обратить внимание на качественное отличие образования доменов в олове. В отличие от величин B_1 и B_2 в бериллии и серебре, где во всей области расслоения на домены они являются практически постоянными, в олове B_1 и B_2 смещаются вдоль всей доменной области почти пропорционально смещению магнитного поля. К сожалению, этот эффект является очень слабым и находится на грани разрешающей способности метода, поэтому простого объяснения ему не найдено. Тем не менее объёмы фаз изменяются линейно с изменением магнитного поля, как в классической картине (рис. 13).

При увеличении температуры ΔB уменьшается, и при пересечении фазовой границы домены исчезают. Затухание λ_{\max} измерялось для обоих сечений в области $T < 1$ К (рис. 14).

Результаты, представленные на рис. 14, хорошо согласуются с высказанной выше концепцией — домены в олове исчезают при весьма низкой, по сравнению с таковой в серебре и бериллии, температуре. Для меньшего сечения можно приблизительно указать местоположе-

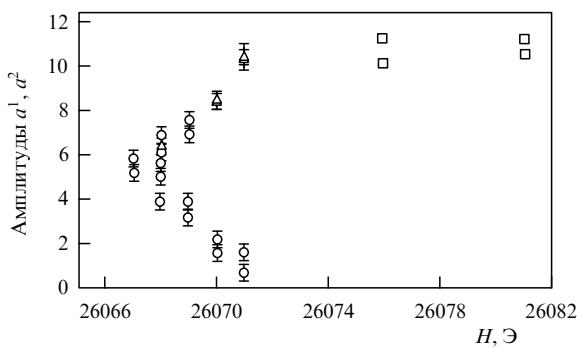


Рис. 13. Изменение амплитуд a^1 (кружки) и a^2 (треугольники) для диа- и парамагнитной фаз в доменной области около $H = 26070$ Т (см. рис. 12). Квадраты соответствуют однородной фазе.

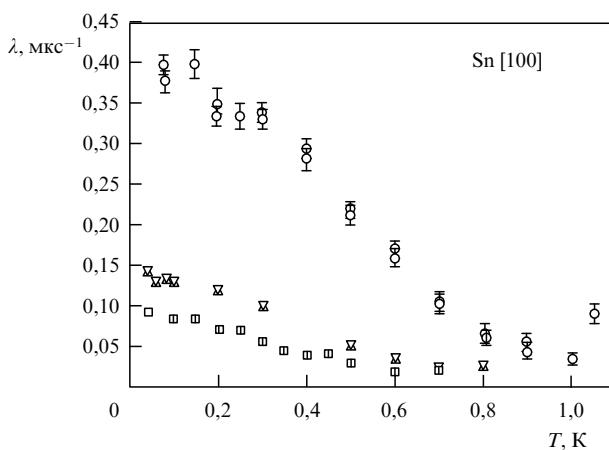


Рис. 14. Уменьшение затухания $\lambda_{\max} \propto \Delta B$ с повышением температуры для обоих сечений. Кружки соответствуют сечению F_2 в магнитном поле $H = 2,6$ Тл. Сечению F_1 при $H = 1$ Тл соответствуют квадраты, а при $H = 1,4$ Тл — треугольники.

ние двух точек фазовой границы на фазовой диаграмме в координатах (H , T): (1 Тл, $\approx 0,5$ К) и (1,4 Тл, $\approx 0,7$ К), для большего сечения — только одной точки: (2,8 Тл, 0,9 К).

2.3.2. Алюминий, свинец, индий. Аналогичные исследования были проведены на алюминии, свинце и индии. Во всех этих металлах имеются поверхности Ферми, подходящие по величине сечения для измерений в спектрометре LTF. На всех образцах были получены отмеченные в разделе 2.3.1 осцилляции λ с "правильным" периодом, что однозначно свидетельствует о возникновении диамагнитных доменов в этих металлах. Однако нигде не удалось увидеть дублет. Везде домены исчезают при температуре около 0,5 К.

В алюминии оказались подходящими хорошо известные [55] электронные листы поверхности Ферми в 3-й зоне, напоминающие деформированные кольца с симметрией четвёртого порядка (ring arms), расположенные напротив четырёхугольных граней усечённого октаэдра во второй зоне. Максимальный сигнал дГВА имеет место при $\mathbf{H} \parallel (100)$. В этом случае одновременно "работают" четыре сечения от одного кольца. Однако любое неконтролируемое отклонение от этого направления на небольшой угол, что вполне возможно при монтаже образца в

данном эксперименте, неминуемо приводит к возникновению биений с непредсказуемым периодом. Поэтому было выбрано направление $\mathbf{H} \parallel (110)$. В этом случае соответствующие цилиндрические участки поверхности Ферми параллельны и мы имеем одну частоту. Такой образец с размерами $17 \times 12 \times 1,4$ мм был измерен в диапазоне магнитного поля 1–2,8 Тл.

Уже при $H \approx 1$ Тл и $T = 0,02$ К получены отчётливые осцилляции $\lambda(H)$ с амплитудой $\lambda_{\max} = 0,18$ мкс⁻¹ на фоне величины $\lambda \approx 0,06$ мкс⁻¹, соответствующей однородной фазе. Периоду $\Delta H = 35,5 \pm 1$ Гс соответствует магнитная частота $F = H^2/\Delta H \approx (282 \pm 8)$ Тл, что практически совпадает с хорошо известной величиной для этого сечения $F_{\gamma 5} = (287 \pm 1)$ Тл [55]. Величина $\lambda_{\max} = 0,18$ мкс⁻¹ соответствует расщеплению $\Delta B \approx 4$ Гс, которое слишком мало для данного разрешения, как уже обсуждалось в разделе 2.3.1. При изменении магнитного поля вплоть до значения $\approx 1,5$ Тл ситуация качественно не меняется и постоянное возникновение доменов сопровождается слишком малым для разрешения расщеплением пика.

Измерения на свинце (размеры образца $17 \times 12 \times 0,15$ мм, $\mathbf{H} \parallel (110)$) показали, что осцилляции λ появляются лишь в самых больших полях. Период этих осцилляций соответствует сечению многосвязной электронной поверхности Ферми в 3-й зоне. При $T = 0,02$ К и магнитном поле около 2,4 Тл наблюдается такая же величина, $\lambda_{\max} = 0,18$ мкс⁻¹, как и в алюминии, которая соответствует расщеплению $\Delta B \sim 4$ Гс, но на несколько большем фоне, $\lambda \approx 0,08$ мкс⁻¹, для однородной фазы. Период осцилляций $\Delta H = 34 \pm 0,5$ Гс, что соответствует магнитной частоте $F = (1693 \pm 25)$ Тл, которая с точностью около 5 % совпадает с хорошо известной из эксперимента частотой $F_{\zeta} = 1809$ Тл [56, 57]; небольшое расхождение может быть обусловлено неточностью ориентации образца. Здесь так же, как и в предыдущем случае, ожидаемое значение расщепления $\Delta B \sim 4$ Гс слишком мало для наблюдения дублета.

Решётка индия очень близка по строению к решётке алюминия, однако, в отличие от алюминия, индий имеет небольшую "тетрагональность" в направлении (100). В результате междоузлия, в которых находится и по которым перемещается мюон, в индии оказываются неэквивалентными. Поэтому диффузия мюона в индии происходит существенно медленнее, чем в алюминии. В индии мюон быстро "застревает" в более выгодном междоузлии, а в алюминии мюон быстро перемещается по эквивалентным междоузлиям, при этом случайно ориентированные ядерные поля усредняются, что обуславливает сравнительно малую величину $\lambda = 0,06$ мкс⁻¹ в состоянии с однородной намагниченностью. В индии уровень λ в однородном состоянии гораздо выше, и на этом фоне образование доменов приводит к не вполне чётко выраженным осцилляциям $\lambda(H)$ в области полей около 2 Тл. Во всех металлах осцилляции λ исчезают при $T \approx 0,5$ К.

Таким образом, использование техники μ SR для изучения диамагнитных доменов оказалось чрезвычайно плодотворным. Теперь можно констатировать, что домены Кондона вовсе не представляют собой экзотическое явление. Наоборот, следует считать, что это явление присуще всем без исключения металлам. В любом металле для любого экстремального пояса существуют необходимые диапазоны магнитных полей и температур,

в которых при условии достаточно высокого качества кристаллов должны возникать домены Кондона.

Метод μ SR, к сожалению, не может что-либо сказать о структуре доменов. Имеется принципиальная возможность определить лишь размер доменных стенок. Однако для реализации такой возможности необходима более высокая разрешающая способность. Для того чтобы всё-таки представить себе возможную и весьма вероятную структуру диамагнитных доменов, уместно сравнить это явление с промежуточным состоянием сверхпроводника 1-го рода, хорошо изученным в недавнем прошлом. Действительно, с точки зрения расслоения на две фазы, т.е. на домены Кондона или сверхпроводящую и нормальную фазы, эти ситуации схожи, несмотря на принципиальное различие природы этих явлений. И в том и в другом случае причиной возникновения двух фаз является геометрия образца. В самом деле, в обоих случаях пластиинка, нормальная к полу, не может скачком перейти из одного состояния в другое, как это происходит в длинных образцах с почти нулевым размагничивающим фактором, т.е. из B_1 в B_2 или из $B = 0$ в $B = H_c$. Минимум энергии соответствует расслоению состояния пластиинки на эти две фазы [58, 59]. Количественные оценки показывают, что во многих случаях в образцах с одинаковой толщиной размеры структур также могут быть близки.

Для изучения промежуточного состояния использовались различные экспериментальные методы, в том числе декорирование магнитными порошками и, особенно успешно, магнитооптика [59, 60]. С помощью мюонов также были проведены исследования промежуточного состояния в олове и алюминии [61, 62]. Упомянутые методы, к сожалению, не подходят для доменов Кондона. Магнитный контраст между фазами в случае сверхпроводника — 100 %, а в доменах Кондона он порядка $1/n$ (n — номер уровня Ландау) или ещё меньше. В наиболее благоприятной (бериллий) ситуации отношение $\Delta B/B$ не превышает 0,1 %. Кроме того, сама величина магнитного поля здесь на два порядка больше. В разделе 3 описано, как эта задача решалась с помощью миниатюрных датчиков Холла.

3. Исследования доменов Кондона датчиками Холла

3.1. Описание метода и образцов

То, что домены можно обнаружить по возникновению неоднородности индукции на поверхности металла, является довольно очевидной идеей. Так, Шальников и Мешковский впервые обнаружили и исследовали неоднородность индукции в промежуточном состоянии олова [63]. Ещё Кондон пытался осуществить эту идею с помощью магниторезистивного датчика, перемещаемого вдоль поверхности бериллия. Нами ранее также на бериллии была предпринята аналогичная попытка с использованием датчика Холла с рабочей зоной $\approx 40 \times 40$ мкм. Датчик Холла принципиально имеет большое преимущество по сравнению с магниторезистивным датчиком, поскольку обладает гораздо большей реальной чувствительностью, которая слабо зависит от магнитного поля, и гораздо меньшим сопротивлением.

Однако, несмотря на уровень шума ≈ 1 Гс, достаточно низкую температуру ($\approx 1,4$ К) и диапазон полей

до 6 Тл, при которых следовало ожидать $\Delta B \approx 100$ Гс, в образце не наблюдалось никакой неоднородности, большей, чем 1–2 Гс. При этом не было сомнений в том, что домены в образце образуются, поскольку на нём проводились μ SR-измерения, описанные в разделе 2, и присутствие доменов однозначно подтверждалось по магнитопробойным осцилляциям термоэдс и сопротивления. На основании этого пришло заключить, что размер доменов заметно меньше ожидаемого (~ 100 мкм) и следует переходить к конструкции датчиков Холла, основанной на плёночных технологиях [64, 65].

Устройство, на котором проводились все измерения в Лаборатории сильных магнитных полей в Гренобле, было изготовлено в Институте им. Макса Планка в Штутгарте методом молекулярной эпитаксии с последующей оптической литографией. На кристаллической подложке GaAs выращивался сэндвич. Слой сильно додированного кремнием GaAs толщиной 1 мкм (концентрация носителей при $T = 4,2$ К приблизительно $4,3 \times 10^{16}$ см $^{-3}$, подвижность около 2000 см 2 В $^{-1}$ с $^{-1}$) располагался между слоями недодированного GaAs толщиной 10 нм. Контакты к десяти датчикам Холла были соединены с 24 контактными площадками, которые подсоединялись далее к измерительной системе точечной сваркой. Разрешающая способность датчиков была лучше, чем 1 Гс.

На рисунке 15 в увеличенном масштабе показана схема эксперимента. Данная геометрия должна быть более или менее успешной при периоде доменной структуры p от 10 мкм до 100 мкм. В диамагнитной фазе дГвА-периода образец однородно намагнчен и все датчики должны показывать одно и то же значение. При возникновении доменов в парамагнитной фазе дГвА-периода неоднородное распределение индукции будет обнаружено по крайней мере в одной из систем датчиков. Измерялись образцы продолговатой формы. В этом случае естественно ожидать расположения полосок, ламин, преимущественно поперёк образца.

Работоспособность данного устройства была испытана на магнитной структуре с подходящими параметрами

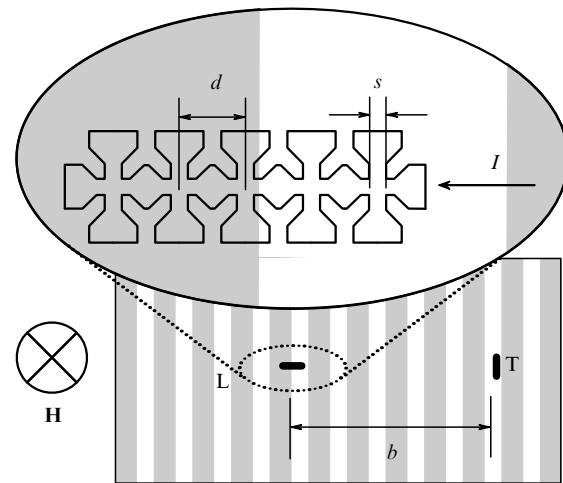


Рис. 15. Продольная (L) и поперечная (T) системы датчиков на образце. Условная доменная структура изображена тёмными и светлыми полосами. Расстояние между системами L- и T-датчиков $b = 1$ мм, расстояние между датчиками $d = 40$ мкм, размер рабочей зоны $s = 10$ мкм.

рами, сравнимыми с ожидаемыми параметрами доменов Кондона, возникающей в промежуточном состоянии сверхпроводника 1-го рода. Для этого был взят образец из чистого олова с аналогичными размерами. При очень медленном изменении магнитного поля ($0,1 \text{ Гс с}^{-1}$) в диапазоне промежуточного состояния в датчиках наблюдаются ожидаемые скачки индукции. При этом скачки в разных датчиках иногда совпадают, иногда нет. Вне этого диапазона датчики показывают либо 0, либо величину внешнего поля. Образец (этот и все последующие) фиксировался относительно датчиков Холла с помощью приклеенных к нему узких полосок папиросной бумаги и прижимался к подложке с датчиками ватным тампоном и лёгкой пружинкой из бериллиевой бронзы.

Образцы для измерений представляли собой продолговатые пластинки, так что их размагничивающий фактор составлял 0,5. Образцы устанавливались над датчиками Холла так, чтобы продольная система датчиков располагалась вдоль самой длинной стороны образца. Образец бериллия размерами $4,5 \times 1 \times 0,8 \text{ мм}$ был вырезан электроискровым способом из того же кристалла, что и пластинка для μSR -измерений. Гексагональная ось кристалла была направлена нормально к большой стороне. Отношение сопротивлений $R_{300\text{К}}/R_{4,2\text{К}} \approx 300$. Измеренная по осцилляциям дГвА температура Дингла $T_D = 2 \text{ К}$.

Образцы серебра были приготовлены В. Гаспаровым точно так же, как и в предыдущих работах [66, 67]. Исследование доменной структуры проводилось на образце с размерами $2 \times 1,6 \times 1,0 \text{ мм}$ с осью (100), нормальной к большой стороне. Отношение $R_{300\text{К}}/R_{4,2\text{К}} \approx 16000$ было ранее измерено бесконтактным методом Зернова – Шарвина [68]. Высоким качеством кристалла была обусловлена крайне низкая температура Дингла, которая с учётом всех погрешностей измерения амплитуды дГвА составляла $T_D \leq 0,2 \text{ К}$ [69].

Для достижения идеально плоской и зеркальной поверхности образцы полировались алмазной пастой². Как известно, после такой процедуры в кристалле остаются дефекты на глубине, превышающей на порядок размер зерна пасты. Поэтому использовался набор алмазных паст, последняя из которых имела зерно $\approx 0,1 \text{ мкм}$.

3.2. Результаты измерений в серебре и бериллии

Измерения производились в сверхпроводящем магните с полем до 10 Тл. Однородность поля в центре соленоида в сфере диаметром 1 см порядка 10^{-5} . Стабильность источника тока позволяла поддерживать постоянное магнитное поле с точностью $\approx 10^{-6}$. Вставка с образцами помещалась в отдельный криостат, хвост которого вставлялся в тёплую дыру большого криостата. В зазоре между криостатами располагался водоохлаждаемый медный соленоид, позволявший варьировать основное поле в диапазоне $H_v = \pm 15 \text{ мТл}$ со временем одного периода около нескольких часов. Температуру во внутреннем криостате можно было понижать до 1,3 К откачкой гелия. Через датчики пропускался постоянный ток 100 мА, а показания регистрировались одновременно пятью вольтметрами "Keithley". Корректность

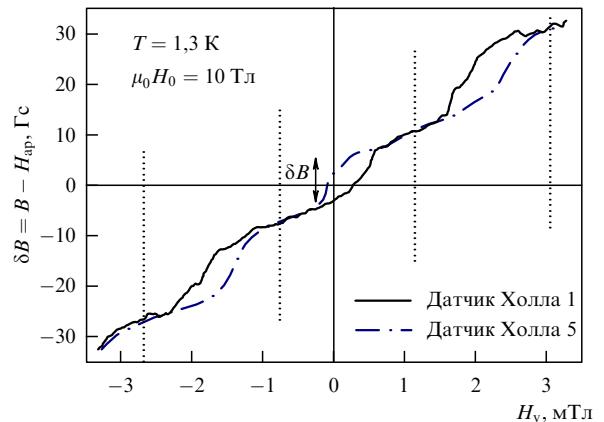


Рис. 16. Зависимости $\delta B = B(H) - H_{ap}$ на монокристалле серебра при $H \parallel (100)$ между первым и пятым датчиками L-системы в диапазоне трёх дГвА-периодов (показаны вертикальными пунктирными линиями).

калибровки датчиков проверялась при температуре 4,2–3,6 К, при которой образец имел однородную намагниченность и все датчики показывали одно и то же значение. При низких температурах впервые на серебре появилось периодическое расщепление показаний датчиков Холла в обеих системах датчиков. На рисунке 16 представлена типичная зависимость $B(H)$ для первого и пятого датчиков L-системы при постоянном внешнем поле $H_{ap} = 10 \text{ Тл}$.

Наблюдаемые зависимости обратимы при смене направления развёртки поля. Магнитная частота наблюдаемых осцилляций в точности соответствует максимальному сечению поверхности Ферми серебра ("belly"), которая фигурирует и в эксперименте Кондона. Результат фурье-анализа с большой точностью совпал с хорошо известной для серебра величиной 47379 Тл [70]. Максимальная величина расщепления δB , соответствующая разности индукций в доменах, оказалась в хорошем согласии с полученной Кондоном величиной $\delta B = 12 \text{ Гс}$. Величина δB измерялась в широком диапазоне полей и температур, что позволило путём экстраполяции найти точки пересечения фазовой диаграммы серебра на плоскости (H, T) : $T \approx 3 \text{ К}$ при $H \approx 10 \text{ Тл}$ и $T \approx 1,3 \text{ К}$ при $H \approx 5 \text{ Тл}$. Эти результаты прекрасно согласуются с расчётной фазовой диаграммой серебра [71, 72] в соответствии с формулой ЛК с температурой Дингла 0,2 К в качестве параметра. Замечательное согласие всех экспериментальных результатов на серебре с результатами расчётов по теории ЛК естественным образом объясняется близостью формы поверхности Ферми к сферической, как ранее отмечалось в [69].

При изменении магнитного поля в диапазоне доменного состояния объёмы диа- и парамагнитных фаз изменяются и доменные границы перемещаются. Из последовательности переходов из одной фазы в другую соседних датчиков можно определить направление движения доменной границы. Сравнение последовательностей переходов в L- и T-системах датчиков показывает существенную разницу. На рисунке 17 приведён пример переходов в T-системе датчиков.

Хорошо видно, что сначала переходят крайние датчики, первый и пятый, и последним переходит центральный, третий, датчик. То же самое, только в обратном

² Я благодарен Ж. Маркусу за помощь в использовании этой технологии.

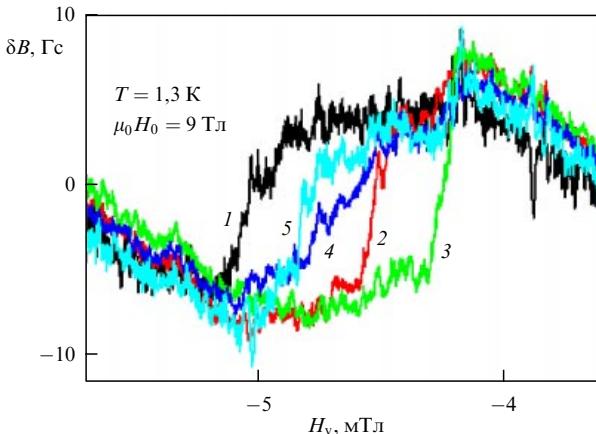


Рис. 17. Пример переходов пяти Т-датчиков между диа- и парамагнитными фазами. Скорость развертки 0,5 мТл мин⁻¹.

порядке происходит при обратном направлении развертки поля. Отсюда естественно заключить, что доменная граница в этом случае расположена скорее поперёк образца и слегка изогнута. Сравнение многих Т-переходов показывает, что порядок переходов весьма хаотичен.

Совершенно другая картина имеет место для датчиков, расположенных вдоль образца. Из общих соображений естественно заключить, что доменным границам выгоднее ориентироваться поперёк образца — тогда они короче. Именно такая картина и наблюдается в L-системе. Порядок переходов всегда или 1–2–3–4–5, или обратный. Однако, несмотря на то что домены явно предпочитают, как и ожидалось, располагаться поперёк образца, тем не менее их структура представлялась несколько хаотической. Поэтому было естественно попытаться её упорядочить. Была использована идея Ю.В. Шарвина, впервые им осуществлённая при исследованиях структуры промежуточного состояния в олове [59, 60]. Шарвин наклонил оловянный диск на небольшой угол ($\approx 20^\circ$), и прежде хаотичная структура упорядочилась в регулярную ламинарную структуру, ориентированную вдоль наклона, поскольку доменным стенкам выгоднее быть направленными параллельно магнитному полю.

В нашем случае образец прижат к подложке, и пришлось наклонять всю конструкцию относительно длинной оси образца. Угол наклона был выбран равным 13° . В этом направлении магнитного поля остаётся только одно сечение поверхности Ферми ("belly"). В предыдущих измерениях при $\mathbf{H} \parallel (100)$ имеет место целый набор сечений [8], приводящий к биениям в амплитуде. На рисунке 18 показан пример переходов на наклонённом образце в тех же условиях (1,3 К, 10 Тл), что и на рис. 17.

Порядок переходов на рис. 18 — строго постоянный во всём измеренном диапазоне полей, и можно считать полученную структуру ламинарной и расположенной строго поперёк образца. Область существования доменов в каждом периоде слегка сузилась, что объясняется уменьшением размагничивающего фактора наклонённого образца.

На основе анализа экспериментальных результатов можно сделать ряд выводов относительно параметров доменной структуры в серебре.

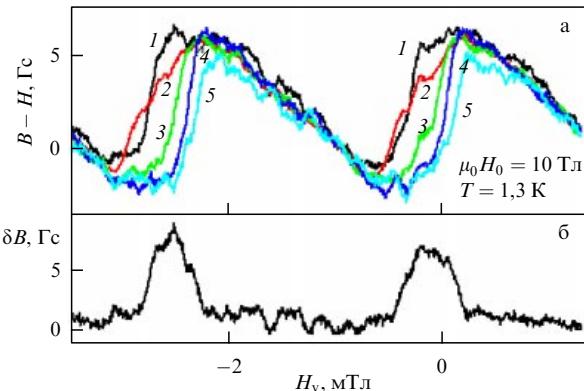


Рис. 18. (а) Пример переходов между диа- и парамагнитной фазами в L-системе датчиков для наклонённого на угол 13° образца при $T = 1,3$ К, $H = 10$ Тл. Порядок переходов 1–2–3–4–5 либо обратный при обратном направлении развертки поля. (б) Максимальная величина $\delta B = B_1 - B_5$.

1. Никогда не наблюдается более одного перехода из одной фазы в другую во всей линейке датчиков Холла за один период дГВА. Это означает, что на протяжении всей линейки датчиков никогда не наблюдается более одной границы между диа- и парамагнитной фазами. Следовательно, период p доменной структуры по крайней мере не меньше длины этой линейки. Поэтому можно принять $p \geq 150$ мкм.

2. Переходы из одной фазы в другую в каждом датчике Холла происходят достаточно резко, по сравнению с диапазоном существования состояния с доменами. Это означает, что толщина доменной стенки w гораздо меньше периода доменной структуры, т.е. $w \ll p$.

3. Расстояние между двумя соседними датчиками (напомним, размер датчика 10 мкм) L-линейки 40 мкм, т.е. фактически зазор между ними составляет около 30 мкм. Такие датчики очень часто при переходах из одной фазы в другую показывают различные промежуточные значения. Это означает, что толщина границ порядка размера зазора между ними и оценку $w = 20$ мкм можно принять в качестве её нижнего предела.

Если использовать известную связь между периодом доменной структуры p , толщиной образца t и толщиной доменной стенки w , а именно формулу (12),

$$p \sim (wt)^{1/2},$$

то мы получим оценку периода доменной структуры. При $t = 1$ мм, если взять w порядка циклотронного радиуса [11–13], который в серебре при магнитном поле 10 Тл равен 1 мкм, получим $p \sim 30$ мкм, т.е. то же, что и в [14]. Последнее значение по крайней мере в пять раз меньше нижнего предела для p , следующего из наших измерений, поэтому принятая оценка $w \geq 20$ мкм вполне согласуется с оценкой периода.

Итак, поперечные размеры доменной структуры в серебре при магнитном поле 10 Тл ($p \geq 150$ мкм и $w \geq 20$ мкм) оказались гораздо больше ожидаемых $p \sim 30$ мкм, $w \sim 1$ мкм. Поэтому для более удачных измерений следовало либо взять образцы серебра с гораздо меньшей толщиной, либо для образцов с данной толщиной использовать иную геометрию расположения датчиков Холла.

В принципе остаётся и другой путь, упомянутый в разделе 3.1, а именно перемещение датчика Холла относительно образца. Не исключено также, что существует и ещё одна возможность, а именно перемещение доменов в образце. Если на однородное магнитное поле наложен небольшой градиент в поперечном направлении, который не нарушает необходимой для образования доменов однородности, то при плавном изменении внешнего магнитного поля периодически возникающая доменная структура будет перемещаться вдоль образца. При этом доменная структура, вообще говоря, может двигаться как единое целое (как это происходит в промежуточном состоянии сверхпроводников (см. [59])). В таком случае измерения одним датчиком Холла могут в принципе дать полную информацию о доменной структуре, т.е. её профиль.

Но возможен и другой сценарий. Доменная структура движется так, как может передвигаться, например, лес. На одном краю леса вырастают новые деревья, а на другом они погибают. При этом лес перемещается, хотя каждое дерево остаётся неподвижным. Тогда для получения информации о доменной структуре необходимо использовать цепочку датчиков, что было сделано.

Эксперименты на бериллии предшествовали описанным выше измерениям в серебре. Действительно, вполне естественно было ожидать наибольшей амплитуды ΔB именно в бериллии. В образце, вырезанном из того же кристалла, что и пластинка, в которой методом μ SR были зафиксированы домены с ΔB более 40 Гс в магнитном поле 2 Тл, следовало ожидать в полях 3,6–4,8 Тл (в пучностях амплитуды осцилляций) расщепления $\Delta B \sim 100$ Гс. Однако длительное и настойчивое экспериментирование с этим образцом не привело к какому-либо положительному эффекту.

Разумеется, сам факт возникновения доменов подтверждался косвенным образом независимыми экспериментами по магнитопробойным осцилляциям сопротивления и термоэдс, упомянутым в разделе 1.3. Тем не менее, как ни странно, результат отсутствовал. Полирование образца проводилось точно так же, как и серебряного, только оно занимало гораздо больше времени вследствие большой жёсткости материала. Поэтому нет сомнений, что качество полированной поверхности бериллия было не хуже, чем у серебра. Однако ничего не удалось обнаружить, кроме небольших неоднородностей в индукции на поверхности образца, не превышающих 1,5–2 Гс. Возможно, что при лучшей разрешающей способности методики удастся найти "следы" доменной структуры на поверхности бериллия, но это уже не изменит главного вывода, который следует из наших экспериментов, — домены Кондона существуют в бериллии только в глубине образца. По-видимому, именно этот факт является основной причиной всех предыдущих безрезультатных экспериментов на бериллии, в том числе и с помощью метода ЯМР [14]. Следует подчеркнуть, что этот, несомненно, очень важный, хотя и негативный результат стало возможным уверенно констатировать только после успешных экспериментов на серебре.

Итак, теперь можно утверждать, что в одних металлах домены Кондона выходят на поверхность кристалла практически без изменений, как в серебре. Это означает, что их структура подобна таковой в сверхпроводнике 1-го рода в промежуточном состоянии. В других метал-

лах, по крайней мере в бериллии, диамагнитные домены хотя и образуются, но только в глубине кристалла. В этом случае вопрос о доменной структуре остается открытым. Может быть, к пониманию этих различий удастся подойти с учётом магнитострикции и упругих свойств металла.

4. О связи магнитострикции и доменов Кондона

4.1. К вопросу о механизме тока намагничивания

Происхождение эффекта дГВА как в теории Ландау, так и в теории Лифшица – Косевича рассматривается исключительно с термодинамической точки зрения: осциллирующий в магнитном поле магнитный момент есть просто результат осциллирующего вклада в энергию электронов при образовании квантовых уровней Ландау. При таком подходе совсем не затрагивается вопрос о механизме орбитального тока намагничивания. Следует отметить, что вопрос об орбитальной намагниченности металлов, точнее об её отсутствии в обычной ситуации, рассматривался давно. Хотя, по сути, с энергетической точки зрения такого вопроса нет — в классической физике магнитное поле не изменяет энергии электронов и магнитный момент отсутствует. Тем не менее огромная величина диамагнитного момента, обусловленная электронами на диамагнитных ларморовских орbitах, должна быть каким-то образом компенсирована. Очевидно, что такая компенсация может быть обеспечена только движением электронов вблизи поверхности металла на расстояниях, меньших диаметра ларморовской орбиты.

Этот вопрос подробно рассматривается в книге Р. Пайерлса [73] на примере потенциального ящика, внутри которого электроны на ларморовских орбитах создают диамагнитный ток, а скачущие при отражении от поверхности электроны — парамагнитный ток. В [73] констатируется, что эти токи равны и что доказательство соответствующей теоремы можно найти в лекциях Нильса Бора [74]. Однако, к сожалению, этого доказательства там найти не удалось [75]. Поэтому представляется уместным привести такое доказательство (см. приложение), полученное нами ранее [10] на простой модели движения электронов в потенциальном ящике, рассмотренном Пайерлсом. Интерес представляет не столько само доказательство, сколько условия, при которых компенсация имеет место: во-первых, размер потенциального ящика много больше размеров орбиты, во-вторых, электроны равномерно "размазаны" по потенциальному ящику (как правило, вследствие электронейтральности), в-третьих, размер орбиты намного больше расстояния между электронами. Последнее условие эквивалентно ограничению на величину магнитного поля — она должна быть меньше ультраквантового предела.

Иная картина имеет место при эффекте дГВА. Возникает осциллирующий магнитный момент, т.е. компенсация периодически нарушается. Поскольку металлы при этом переходит в состояние с минимумом энергии, то здесь, казалось бы, нет ничего удивительного и вопрос о механизме такой раскомпенсации отступает на второй план. Тем не менее эту задачу подробно рассматривал Теллер [76]. Теллер разбил все электроны на две группы: внутренние (bulk), движущиеся на достаточном отдале-

ния от границы, и приповерхностные (surface). Интегрируя по всем состояниям в сферической модели поверхности Ферми, Теллер получил общее выражение для тока намагничивания. Разумеется, полный ток разбивается на два тока, J_b и J_s , обусловленных соответственно внутренними и приповерхностными электронами, и выражения для этих токов различны. Из общих соображений (см. подробнее в книге Ф. Блоха [77]) можно заключить, что в классической механике оба тока должны компенсировать друг друга. Однако, когда движение внутренних электронов квантуется, выражение для J_b меняет свой вид. При этом для приповерхностных электронов квантование отсутствует (зеркальное отражение от поверхности не рассматривалось) и выражение для J_s не изменяется. Тогда компенсация, вообще говоря, невозможна. Эта разница и даёт величину намагничивания. Недавно вклады в намагниченность от внутренних и приповерхностных электронов были детально рассмотрены В. Минеевым; в частности, было показано, что определяющий вклад в эффект дГвА обусловлен внутренними электронами, в то время как в диамагнетизме Ландау существенны оба вклада [78, 79].

Это обстоятельство рассмотрено здесь так подробно в связи со следующим очевидным фактом. При образовании диамагнитных доменов ток намагничивания, протекающий в доменной стенке, уже не может быть описан с помощью приведённого выше механизма. В самом деле, не может быть и речи о характерных для приповерхностных электронов скачущих орбитах как в самой доменной стенке, так и по обе её стороны, поскольку доменная стенка находится внутри монокристалла идеального качества и электроны всюду движутся по круговым орбитам. Небольшой градиент магнитного поля в доменной границе, обусловленный возникновением доменной структуры, может вызывать небольшой дрейфовый ток вдоль границы, но он направлен как раз в обратную сторону. Другими словами, этот ток только экранирует доменную структуру.

Таким образом, естественно принять, что единственной оставшейся причиной появления тока намагничивания является градиент плотности электронов в магнитном поле [80]. (Напомним, что речь здесь идёт о простых металлах и орбитальной намагниченности, поэтому привлечение к рассмотрению электронного спина исключено.) Как правило, плотность электронов в металлах, в отличие от таковой в плазме, с большой точностью является постоянной, что обусловлено электронейтральностью, и такого рода токи не имеют места. (Редким, если не единственным, исключением представляется ситуация, рассмотренная нами ранее [81].) Однако причиной появления градиента плотности электронов может стать небольшая деформация решётки. В этом случае электронейтральность не нарушается. Такая небольшая деформация в доменной стенке, вообще говоря, должна возникнуть в результате противоположной магнитострикции в соседних диа- и парамагнитных фазах. Поэтому представляло интерес изучить и измерить магнитострикцию в присутствии диамагнитных доменов [82, 83].

4.2. Магнитострикция и диамагнитные домены в бериллии

Магнитострикция в металлах, в том числе немагнитных, известна давно. Так, на висмуте одни из первых экспери-

ментов были выполнены ещё в 1932 г. П. Капицей [84]. В 1963 г. Чандрасекар впервые [85] обратил внимание на то, что осцилляции намагниченности — эффект дГвА — должны всегда сопровождаться одновременными осцилляциями магнитострикции. За короткий период были выполнены эксперименты по наблюдению осцилляций магнитострикции на образцах Ag, As, Bi, Cd, Cu, Ga, Sb, Sn и Zn [86], а также на образцах бериллия с различной ориентацией [87]. Все эксперименты проводились на образцах с размагничивающим фактором, много меньшим единицы, что естественно в измерениях эффекта дГвА, поэтому диамагнитных доменов в этих экспериментах не возникало.

Целью нашей работы [81] являлось исследование стрикции в условиях образования диамагнитных доменов. Эксперименты были проведены на том же монокристалле бериллия, в котором возникновение доменов наблюдалось ранее с помощью метода μ SR (см. раздел 2.2). Кроме того, образование доменной структуры в этом образце устанавливалось, как и ранее, по наблюдению магнитопройбных осцилляций термоэдс.

Измерялась магнитострикция пластинки ε , т.е. осцилляции $\delta l = \varepsilon l$ самой длинной стороны ($l = 1,1$ см) образца. Для этого образец помещался в ёмкостной дилатометр, в котором изменение размера исследуемого образца приводит к изменению ёмкости плоского конденсатора. Подвижная обкладка конденсатора была выполнена в виде отдельной подпружиненной пластины с выступом, в который своей гранью упирался образец (рис. 19). В противоположную грань упирался регулировочный винт, посредством которого можно было немного перемещать образец и тем самым изменять расстояние между обкладками измерительного конденсатора и его первоначальную ёмкость. Регулирование могло проводиться только при комнатной температуре. При понижении температуры из-за разницы в коэффи-

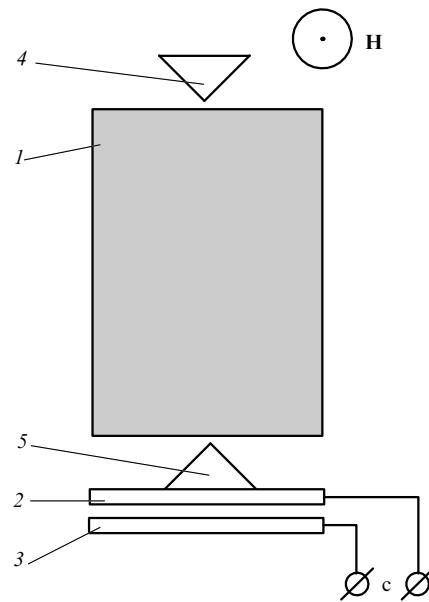


Рис. 19. Схема дилатометра с образцом: 1 — монокристалл бериллия (9×11 мм), 2 — подвижная обкладка конденсатора (пружинка не показана), 3 — неподвижная обкладка конденсатора, 4 — регулировочный винт, 5 — выступ подвижной обкладки, с — вход измерительного моста.

циентах расширения образца и рамки держателя зазор между обкладками уменьшался. Поэтому при регулировании следовало добиваться, чтобы, во-первых, не произошло закорачивания обкладок и, во-вторых, чтобы окончательная величина ёмкости оказалась чуть менее 100 пФ при гелиевой температуре, что соответствовало максимальной разрешающей способности моста.

Образец в дилатометре располагался в центре сверхпроводящего соленоида, однородность магнитного поля которого в пределах образца была не хуже $\pm 0,015\%$, так что неоднородность всегда была гораздо меньше одной десятой периода. Магнитное поле было направлено нормально к плоскости пластинки и параллельно гексагональной оси образца. Измерения проводились как в жидким гелию (нормальном или сверхтекучем), так и в его парах. При этом результаты значительно различались по уровню и характеру шумов. В нормальной жидкости шум, который был вызван кипением гелия, составлял около 2×10^{-3} пФ. В сверхтекучей жидкости наблюдалось уменьшение шума, однако иногда происходили резкие выбросы в измеряемой ёмкости. Кроме того, при прохождении уровня жидкого гелия через конденсатор возникал сильный дрейф ёмкости, практически исключавший возможность проведения измерений. Наиболее благоприятная ситуация наблюдалась в парах гелия при $T = 1,5$ К: шум составлял $\approx 0,5 \times 10^{-3}$ пФ, что соответствовало относительной деформации образца $\varepsilon \equiv \delta l/l \approx 5 \times 10^{-9}$. Контроль температуры осуществлялся по давлению паров. Измерение ёмкости производилось с помощью полуавтоматического моста Tesla BM484. Для подключения измеряемой ёмкости к мосту использовались экранированные провода, что исключало влияние их ёмкости на результаты измерений [88].

Измерения магнитострикции были проведены в магнитных полях от 10 до 70 кЭ при гелиевых температурах. Зависимости магнитострикции от внешнего магнитного поля при $T = 4,2$ К по виду почти идентичны осцилляциям магнитного момента для бериллия биениями. Вместе с тем при температуре 1,5 К в области полей от 20 до 60 кЭ, т.е. в тех же условиях и в том же интервале полей, при которых в образце образуются диамагнитные домены, наблюдалась гораздо более сложная картина сигнала. А именно, вблизи максимумов размера образца появляются сначала небольшие провалы в амплитуде, которые углубляются по мере возрастания магнитного поля. В диапазоне полей от 39 до 42 кЭ "провалы" оказываются сравнимыми с амплитудой осцилляций, так что частота осцилляций как бы удваивается (рис. 20а). При дальнейшем возрастании поля начиная с $H \approx 60$ кЭ, т.е. при исчезновении доменной структуры, осцилляции приобретают обычную форму осцилляций магнитного момента.

Конечно, совершенно естественно было объяснить такое необычное поведение возникновением диамагнитных доменов. Было высказано предположение, что образование доменной структуры — своеобразного состояния с одновременным сосуществованием двух фаз в общем случае с различной плотностью — может сопровождаться заметным уменьшением коэффициента сжимаемости. В результате острия — выступ подвижной обкладки и торец регулировочного винта (4 и 5 на рис. 19), упирающиеся в образец с необходимым минимальным усилием для того, чтобы образец просто не выпадал, периодически слегка "проваливаются" в

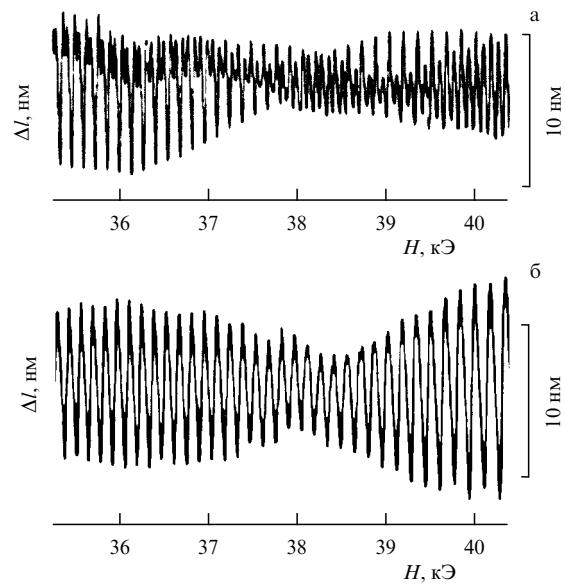


Рис. 20. Сравнение результатов измерений магнитострикции: без прокладок (а) (по схеме рис. 19) и с медными прокладками (б). Условия измерений в обоих случаях одинаковы.

образец. (Заметим, что бериллий — один из самых жёстких металлов, после иридия и вольфрама). Оказалось, что это, по-видимому, действительно так. Подложенные под острия медные прокладки толщиной $\approx 0,1$ мм полностью исключили отмеченные аномалии. На рисунке 20 приведено сравнение результатов таких измерений при наличии и отсутствии прокладок в том же диапазоне магнитного поля и при тех же условиях.

При наличии медных прокладок имеет место чёткий пилообразный сигнал, амплитуда которого в области магнитных полей, где возникают домены, заметно возрастает. Восходящие и нисходящие участки такой "пицы" соответствуют поочерёдно или однородному состоянию образца с плавно изменяющимся размером, или состоящему из противоположно деформированных диа- и парамагнитных доменов двухфазному состоянию, в котором изменение размера и намагниченности происходит за счёт изменения соотношения объёмов фаз. При этом противоположно деформированным фазам соответствует различная плотность зарядов, электронов и дырок, в результате чего в доменной стенке и образуется ток намагничивания. Следует отметить, что в полях менее 30 кЭ амплитуда осцилляций от пика до пика почти не изменялась [82].

Таким образом, образование "ямок" под остриями следует интерпретировать как гигантское увеличение сжимаемости при возникновении диамагнитных доменов [82]. Поскольку доменная структура, по сути, представляет собой смесь двух фаз с различной плотностью, то такое локальное увеличение сжимаемости ("сверхмягкость") уже не представляется столь удивительным свойством. Диа- и парамагнитные домены деформированы "противоположным" образом, и им соответствует разница в плотности. Поэтому образование "ямки" можно объяснить как результат частичной перестройки доменной структуры вблизи острия, где давление больше и где выгоднее находиться более плотной фазе.

4.3. Роль деформации в образовании доменов

Обсудим теперь более подробно роль деформации в образовании доменов. Рассмотрим выражение для изменения энергии в магнитном поле $\delta\Omega$ с учётом как энергии намагничивания, так и энергии деформации:

$$\delta\Omega = a \cos \varphi + \frac{1}{8\pi} (B - H)^2 + \frac{1}{2} E (\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2 + \varepsilon_z^2). \quad (15)$$

Для бериллия (15) является хорошим приближением, так как анизотропия его коэффициента сжимаемости очень мала ($\pm 5\%$) [89], а коэффициент Пуассона практически равен нулю, поэтому все деформации можно считать взаимно независимыми. Бериллий в этом смысле действительно является уникальным металлом: модуль Юнга $E = 300$ ГПа, а коэффициент всестороннего сжатия $K = -V^{-1}\partial V/\partial P = 9.97 \times 10^{-12}$ Па $^{-1}$ [90]. Из известного соотношения $K^{-1} = E/[3(1 - 2\sigma)]$ имеем коэффициент Пуассона $\sigma = 5 \times 10^{-3} \approx 0$, что хорошо согласуется с известными табличными данными [90]. В условиях термодинамического равновесия

$$\frac{\partial\Omega}{\partial\varepsilon_i} = 0, \quad i = x, y, z, \quad (16)$$

откуда имеем

$$\frac{\partial\Omega}{\partial\varepsilon_i} = -a \sin \varphi \frac{\partial\varphi}{\partial\varepsilon_i} + \varepsilon_i E = -a\varphi \sin \varphi \frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial\varepsilon_i} + \varepsilon_i E = 0 \quad (17)$$

и выражение для стрикции

$$\varepsilon_i = \frac{a\varphi}{E} \frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial\varepsilon_i} \sin \varphi. \quad (18)$$

Дифференцируя $\tilde{\Omega} = a \cos \varphi$ по B , можем написать

$$-M = \frac{\partial\tilde{\Omega}}{\partial B} = a\varphi \frac{1}{B} \sin \varphi, \quad (19)$$

откуда, сравнивая с (18), получим хорошо известное соотношение [8] пропорциональности между стрикцией и намагниченностью:

$$\varepsilon_i = \frac{-MH}{E} \frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial\varepsilon_i}. \quad (20)$$

В (20) вместо B стоит H , поскольку разница $B - H = 4\pi M \ll H$ несущественна. (Разницу между B и H следует учитывать только при изменении фазы в пределах периода). Аналогичным образом могут быть получены выражения для стрикции в других направлениях. В результате намагниченность кристалла, в данном случае вдоль оси z , сопровождается его деформацией во всех направлениях, вообще говоря анизотропной, направленной на необходимое изменение δF . Поскольку все деформации очень малы, то можно считать, что все эти величины, в том числе и δF , связаны между собой линейно. Это означает, что изменение энергии в магнитном поле (15) можно представить как функцию двух переменных: индукции B и деформации δF , которая является результатом стрикции. Внешнее магнитное поле H играет роль параметра.

На рисунке 21 схематически показан "трёхмерный" график, представляющий собой параболоид с вершиной

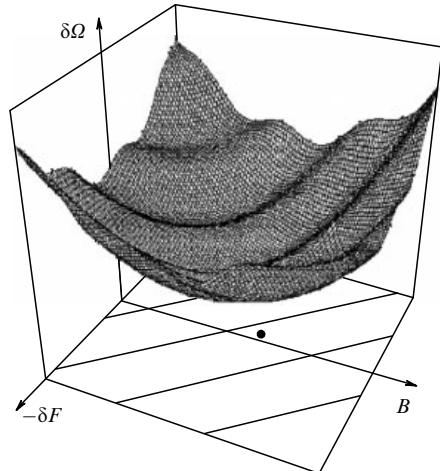


Рис. 21. Схематическое изображение изменения энергии $\delta\Omega$ в зависимости от индукции B и δF , пропорциональной деформации образца, при заданном внешнем поле H . Наклонные прямые в плоскости $(B, \delta F)$ соответствуют постоянным значениям фазы $\varphi = 2\pi F/B$, где энергия $\tilde{\Omega} = a \cos \varphi$ минимальна. Точкой на плоскости $(B, \delta F)$ показано положение проекции абсолютного минимума энергии, смешённое в данном случае чуть влево и вверх относительно вершины параболоида $(H, 0)$. При изменении H этот минимум "рисует" фазовую траекторию совместных осцилляций деформации и магнитного момента, показанную на рис. 22.

в точке $(H, 0)$, на который наложена обусловленная уровнями Ландау гофрировка $\tilde{\Omega} = a \cos \varphi$, которая тем больше, чем больше амплитуда a . (Напомним, что a определяется условиями эксперимента, т.е. температурой, магнитным полем, а также качеством образца — температурой Дингла).

Ясно, что гофрировка приводит к смещению положения минимума на плоскости $(B, \delta F)$ относительно вершины $(H, 0)$. Смещение влево и вверх, т.е. в состояние с $B < H$ и $\delta F > 0$, соответствует переходу в диамагнитное состояние при деформации образца с увеличением сечения F и соответственно плотности заряда N . Смещение в следующей половине периода — вправо и вниз — это переход в парамагнитное состояние с $B > H$ и отрицательным изменением δF и соответственно с меньшей плотностью N . Причём, согласно (20), соотношение между этими смещениями, т.е. отношение величины деформации к намагниченности в пределах периода, с большой точностью является постоянным. Другими словами, угол наклона фазового смещения пропорционален магнитному полю и обратно пропорционален модулю Юнга (20).

Наклонные линии на рис. 21 в плоскости $(B, \delta F)$, соответствующие постоянному значению фазы, показаны на рис. 22 для двух значений фазы: $\varphi_n = 2\pi n$ и $\varphi_{n-1} = 2\pi(n-1)$. Кривая a_1 (или a_2) — "след" положения минимума энергии, т.е. фазовая траектория одновременно намагниченного и деформированного состояния металла при изменении внешнего магнитного поля. Эта траектория при небольшой величине гофрировки a_1 всюду остается непрерывной (см. рис. 22). Однако при достаточно большой амплитуде a_2 , что практически совпадает с условием $4\pi\chi \geq 1$, и при положении H точно в центре периода, где осциллирующий вклад $\tilde{\Omega} = a \cos \varphi$ имеет максимум (здесь уровень Ландау заполнен наполовину), состояние металла становится неустойчивым. Значение $\delta\Omega$ в точке 1 становится равным значению $\delta\Omega$ в

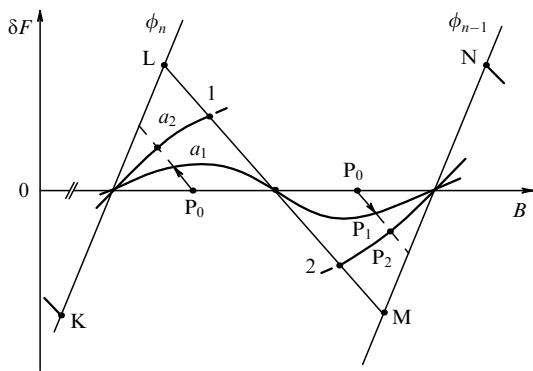


Рис. 22. Фазовые траектории состояния металла. Наклонные линии ϕ_n и ϕ_{n-1} соответствуют постоянным значениям фазы $\phi_n = 2\pi n$ и $\phi_{n-1} = 2\pi(n-1)$, при которых осциллирующий вклад $\Omega = \cos \varphi$ имеет минимум. Кривые a_1 и a_2 — фазовые траектории при различных амплитудах гофрировки ($a_1 < a_2$). Траектория a_1 непрерывна, на траектории a_2 переход между точками 1 и 2 происходит скачком. Точки P_1 и P_2 показывают изменение состояния относительно точки P_0 , т.е. $(H, 0)$. KLMN — фазовая траектория квазидвумерного электронного газа.

точке 2. Это означает, что если размагничивающий фактор образца порядка нуля (тонкий стержень вдоль поля), то весь образец скачком переходит из состояния 1 в состояние 2, меняя таким образом одновременно и деформацию, и намагниченность (эффект Шенберга) на противоположные. Если размагничивающий фактор порядка единицы (пластиинка нормальна к полю), то в области $B_1 \leq H \leq B_2$ состояние пластиинки разбивается на фазы 1 и 2, т.е. фазы B_1 и B_2 , различающиеся как деформацией, так и намагниченностью. Естественно, внутри каждой из фаз и намагниченность, и деформация, а значит, и плотности электронов N_1 и N_2 постоянны. Но вблизи границы между фазами, или доменами, должен осуществляться плавный переход из состояния 1 в состояние 2, т.е. в доменной стенке изменяется деформация, а следовательно, и плотность электронов. Разница в плотности электронов в состояниях 1 и 2 создаёт в доменной стенке градиент плотности заряда и соответственно в магнитном поле ток намагниченности, протекающий в стенке и приводящий к появлению разности $\delta B = 4\pi\delta M$ для соседних доменов.

Есть основания полагать, что и в случае однородного намагничивания, когда в образце нет доменов, механизм образования тока намагничивания является точно таким же. Струкция тогда происходит однородно во всём образце за исключением области вблизи границы, в которой на расстояниях от границы, меньших ларморовского диаметра, замкнутое ларморовское движение электронов невозможно, соответствующий осциллирующий вклад в энергию отсутствует и эта деформация обращается в нуль, а получившаяся в результате разница в плотности заряда создаёт ток намагничивания.

Нет сомнения в том, что в однородной фазе, диа- или парамагнитной, деформация изотропна. При возникновении доменов "новой" фазы до тех пор, пока новая фаза настолько мала, что она состоит скорее из отдельных включений, деформацию также можно считать изотропной. Однако по мере увеличения объёма новой фазы очень "быстро", вообще говоря, должен произойти переход в ламинарную структуру как гораздо более выгодную энергетически. Это хорошо видно на примере

поведения "доменов" в промежуточном состоянии сверхпроводника 1-го рода [62, 91], где отдельные нитевидные включения имеются только в состоянии, очень близком к переходу в нормальное.

Для ламинарной структуры уже нельзя считать безусловным, что каждая из фаз локально изотропна, поскольку в этом случае разница между деформацией в соседних доменах будет "накапливаться" вдоль межфазной границы, что должно приводить к сдвиговым напряжениям и повышению энергии. С этой точки зрения гораздо выгоднее необходимую разницу в плотности электронов реализовать только за счёт деформации, нормальной к границе. Поэтому в ламинарной доменной структуре может осуществляться анизотропная деформация в отдельных доменах, хотя в среднем по всему кристаллу, если нет выделенного направления, структура, по-видимому, должна оставаться изотропной вследствие мозаичности в ориентации ламинарных участков, как это и наблюдается в аналогичной ситуации в промежуточном состоянии [91].

В любом случае остаётся различие деформации соседних доменов в направлении магнитного поля. Последнее обстоятельство заставляет сделать вывод о том, что толщина доменной стенки не может не увеличиваться при возрастании толщины кристалла. Это противоречит предположению, согласно которому доменная стенка имеет толщину порядка ларморовского диаметра, как было принято в теории Привороцкого [11–13]. Возможно, ларморовский диаметр играет роль нижнего предела толщины доменной стенки для тонких образцов.

4.4. О связи тока намагничивания с деформацией

В разделе 4.1 высказано предположение, что ток намагниченности в доменной стенке обусловлен градиентом плотности заряда в ней. В этом разделе мы сопоставим разницу в намагниченности соседних доменов, т.е. ток намагниченности, с деформацией в этих доменах в результате магнитострикции, т.е. с соответствующим изменением плотности электронов в доменной стенке. И разница намагниченности, и магнитострикция в соседних доменах найдены экспериментально, поэтому теперь можно провести количественное сравнение.

Для плотности тока намагничивания в доменной стенке можно воспользоваться формулой [80]

$$\mathbf{j}_m = c \operatorname{rot} \sum_k n_k(\mathbf{r}) \boldsymbol{\mu}_k . \quad (21)$$

Здесь $n_k(\mathbf{r})$ — число ларморовских орбит, соответствующих магнитному моменту $\boldsymbol{\mu}_k$ в единице объёма. Если проинтегрировать (21) по толщине доменной стенки от одного домена к другому применительно к нашему случаю, учитывая, что орбитальные магнитные моменты всех электронов параллельны внешнему полю, то получим ток намагничивания в доменной стенке, отнесённый к единице её длины вдоль поля:

$$J = c \sum_k (N_2 - N_1)_k \boldsymbol{\mu}_k , \quad (22)$$

где $(N_{1,2})_k$ — объёмные плотности зарядов с магнитным моментом $\boldsymbol{\mu}_k$ в соседних доменах. Ввиду чрезвычайной малости разницы δN все орбиты можно считать распо-

ложенными на поверхности Ферми. Для характерных величин имеем следующие оценки. Магнитный момент лармировской орбиты

$$\mu = \frac{J_0 S}{c},$$

где

$$J_0 = \frac{e\omega_c}{2\pi}, \quad S = \pi R_H^2, \quad R_H = \frac{v_\perp}{\omega_c}.$$

Здесь ω_c — циклотронная частота, e — заряд электрона, R_H — лармировский радиус, v_\perp — скорость электрона на поверхности Ферми, перпендикулярная направлению поля. Тогда полный ток J в доменной стенке, отнесённый к единице её длины в направлении магнитного поля:

$$J = \frac{\delta N e}{2} \overline{\omega_c} R_H^2, \quad (23)$$

где δN — полная разность числа носителей заряда (электронов и дырок) в соседних доменах, т.е. разность объёмов под поверхностью Ферми в этих доменах, $\overline{\omega_c}$, R_H^2 — соответствующие усреднённые по поверхности Ферми величины.

Бериллий — компенсированный металл, поэтому объём электронов в 3-й зоне (это две сигары) и объём дырок во 2-й зоне (корона) всегда строго равны между собой. Поэтому для определения δN достаточно вычислить изменение объёма лишь для сигары, что значительно проще, поскольку сигара по форме близка к цилиндру. Поэтому для полной разницы объёмов поверхности Ферми в соседних доменах можно написать

$$\delta N \approx N_0 \left(\frac{\Delta F}{F} + \frac{\Delta L}{L} \right) = N_0 \sum_i \left(\frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial \varepsilon_i} + \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial \varepsilon_i} \right) \varepsilon_i. \quad (24)$$

Здесь N_0 — полное число носителей заряда (полный объём поверхности Ферми, т.е. две сигары и корона) в бериллии, а величина в скобках — относительное изменение объёма сигары в противоположных доменах в результате полной деформации (F и L — соответственно площадь сечения и длина сигары). Величины $(\partial F / \partial \varepsilon_i) / F$ и $(\partial L / \partial \varepsilon_i) / L$ нетрудно определить из хорошо известной связи поверхности Ферми бериллия с размерами его зоны Бриллюэна [39, 92–94]. Это особенно просто именно для бериллия, поскольку его коэффициент Пуассона $\sigma \approx 0$ и можно считать, как отмечено в разделе 4.3, все деформации взаимно независимыми. Такие расчёты, в которых сигара является результатом пересечения трёх сфер Харрисона, хорошо согласуются с экспериментальными данными [86], поэтому можно считать

$$\frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial \varepsilon_{x,y}} = -1, \quad \frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial \varepsilon_z} = 6, \quad \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial \varepsilon_{x,y}} = -1, \quad \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial \varepsilon_z} = 1,6.$$

Полагая, что деформации $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon$ и $\varepsilon_z = 6\varepsilon$, получим $\delta N \approx 50\varepsilon N_0$, где ε — это изменение $\delta l / l$ от пика до пика. Понятно, что большой численный коэффициент, равный 50, обусловлен тем, что поверхность Ферми бериллия, образованная вблизи углов и рёбер зоны Бриллюэна, составляет весьма малую часть от сферы Харрисона. (Разумеется, в модели свободных электронов указанный численный коэффициент равен 3). Величины ω_c и R_H в базисной плоскости для сигары хорошо известны: $\omega_c = eH/(m^*c) = 4,17 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $m^* = 0,16m_e$, $H = 4 \times 10^4 \text{ Гс}$,

$R_H = v_F / \omega_c = 0,24 \times 10^{-4} \text{ см}$, скорость Ферми $v_F \approx 10^8 \text{ см с}^{-1}$. Полное число носителей заряда, в соответствии с известными данными [39], — 0,01573 электрона на атом, на одну элементарную ячейку приходится два атома, объём ячейки $109,0758 \text{ (а.е.)}^3$, число дырок равно числу электронов, отсюда получим $N_0 = 0,43 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Заметим, что последняя величина составляет 1,6 % от объёма сферы Харрисона.

Можно полагать, что не будет большой ошибкой, если в качестве оценки средней площади орбиты πR_H^2 мы возьмём половину площади центральной орбиты сигары. Тогда, собирая все вышеупомянутые оценки и подставляя их в формулу (23), используя при этом для величины δN найденное значение $\varepsilon \approx 1,37 \times 10^{-6}$ (рис. 20б) в поле $H = 4 \times 10^4 \text{ Гс}$, получим $J \approx 29 \text{ А см}^{-1}$. Последняя величина удовлетворительно, несмотря на грубость использованных оценок, согласуется с наблюдаемым в эксперименте [42] значением $\Delta B = 4\pi\Delta M \approx 40 \text{ Гс}$ (рис. 9а), хотя условия данных экспериментов и эксперимента [42] не вполне совпадают.

Выражение для тока (23) можно представить в виде

$$J = f_1 \delta N e_F \frac{c}{H},$$

где коэффициент f_1 учитывает усреднение орбиты по поверхности Ферми. Поскольку скачок индукции в соседних доменах $\Delta B = 4\pi\Delta M \equiv (4\pi/c) J$, то

$$\Delta M H = f_1 \delta N e_F,$$

где всегда можно считать, что $\delta N = N_0 \varepsilon f_2$, f_2 — коэффициент, однозначно определяемый из формы поверхности Ферми. Как мы нашли выше, в нашем случае для бериллия $f_2 = 50$. Итак, мы имеем

$$\Delta M H = f_1 \delta N e_F = f_1 f_2 N_0 e_F \varepsilon.$$

Сравнивая этот результат с выражением для стрикции (20) в виде $\varepsilon = (\Delta M H / E) f_3$, где $f_3 = (\partial F / \partial \varepsilon) / F$, получим выражение для модуля Юнга

$$E = e_F N_0 f_1 f_2 f_3, \quad (25)$$

где коэффициенты f_1 , f_2 и f_3 целиком определяются устройством поверхности Ферми, e_F — кинетическая энергия электрона на поверхности Ферми, $e_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m$. Например, для бериллия $k_F \approx 1,03 \text{ а.е.}^{-1}$, $N_0 = 0,43 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [39]. Отсюда, подставляя в (25) вполне правдоподобную величину коэффициента $f_1 \approx 0,6$, получим правильное значение [89] модуля Юнга для бериллия $E = 300 \text{ ГПа}$. Другими словами, мы приходим к выводу о том, что поверхность Ферми определяет не только электронные свойства металла, но и его упругие свойства с хорошей точностью. Заметим, что полученный результат верен с точностью до предположения о том, что ток намагниченности целиком определяется только градиентом плотности зарядов в магнитном поле, что само по себе также представляется правильным.

4.5. Сжимаемость и осцилляции уровня Ферми

Вывод, сделанный в конце раздела 4.4, заслуживает более подробного обсуждения. Вопрос о вкладе электронов проводимости в сжимаемость металла, который тесно связан с осцилляциями уровня Ферми, представляет

безусловный интерес. По этому поводу ранее высказывались различные точки зрения. Так, например, согласно приведённым в работе [95] теоретическим оценкам, вклад электронов проводимости в сжимаемость металла должен составлять примерно от 60 % до 80 %. С другой стороны, например, в работе [96] ионным вкладом в сжимаемость полностью пренебрегалось. Фактически все результаты в [96] получены в предположении, что упругие свойства металла, в данном случае ниobia, целиком определяются электронами проводимости.

Вопрос о сжимаемости металла оказался ключевым для объяснения экспериментов по поиску осцилляций химического потенциала в магнитном поле, предсказанных ранее [97], и ему посвящено большое число экспериментальных работ [8]. В первом эксперименте на бериллии [98], где было естественным ожидать большой величины этих осцилляций, их не было обнаружено. Для объяснения такого результата в [98] было высказано соображение, что если сжимаемость бериллия целиком определяется электронами проводимости, то осцилляции уровня Ферми в магнитном поле должны компенсироваться вследствие магнитострикции. Правильность и универсальность этого положения позднее нами была строго сформулирована и доказана [10].

Итак, проблема осцилляций уровня Ферми восходит к работе М.И. Каганова, И.М. Лифшица и К.Д. Синельникова [97], в которой величина этого эффекта в магнитном поле была определена как

$$\delta\mu_{\text{KLS}}(H) = \frac{\partial\tilde{\varepsilon}(H)}{\partial N},$$

где энергия $\tilde{\varepsilon}(H)$ — упомянутый в разделе 1.2 осциллирующий вклад, описываемый точной формулой ЛК, N — плотность электронов. Результат в [97] получен для случая постоянной плотности N . На самом деле вследствие магнитострикции объём изменяется и соответственно изменяется плотность $N = N_0/V$, где N_0 — число электронов в кристалле объёмом V . С учётом магнитострикции полное изменение уровня Ферми

$$d\mu = \delta\mu_{\text{KLS}} + \frac{\partial\mu}{\partial V} \delta V,$$

где δV — реальное изменение объёма кристалла в результате стрикции. Представим $\delta\mu_{\text{KLS}}$ как

$$\delta\mu_{\text{KLS}} = \frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial V} \frac{\partial V}{\partial N} = \frac{V}{N} \delta\tilde{p},$$

где изменения давления и объёма соответственно

$$\delta\tilde{p} = -\frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial V},$$

$$\delta V = \frac{\partial V}{\partial p} \delta p^*,$$

δp^* — изменение давления в результате стрикции. Полное изменение давления в образце со свободной границей равно нулю:

$$\delta\tilde{p} + \delta p^* = 0,$$

и для полного изменения уровня Ферми мы получим

$$d\mu = \frac{V}{N} \delta\tilde{p} \left(1 + N \frac{\partial\mu}{\partial V} \beta_{\text{met}} \right).$$

Здесь $\beta_{\text{met}} = (1/V) \partial V / \partial p$ — полная сжимаемость металла.

Далее,

$$\frac{\partial\mu}{\partial V} = -\frac{\partial p}{\partial N},$$

и после простых преобразований:

$$\frac{\partial N}{\partial p} = -\frac{\partial(N_0/V)}{\partial p} = -\frac{N_0}{V^2} \frac{\partial V}{\partial p} = -\frac{N}{V} \frac{\partial V}{\partial p} = N\beta_{\text{el}},$$

мы имеем

$$\frac{\partial\mu}{\partial V} = -\frac{1}{N\beta_{\text{el}}}.$$

Здесь β_{el} — сжимаемость электронного газа, которая в принципе может быть найдена из уравнения состояния этого металла. Другими словами, β_{el} — сжимаемость, обусловленная взаимодействием электронов, т.е. кинетической энергией электронного газа. Окончательно для полного смещения уровня Ферми получим

$$d\mu = \delta\mu_{\text{KLS}} \left(1 - \frac{\beta_{\text{met}}}{\beta_{\text{el}}} \right).$$

По этой формуле и из измерений контактной разности потенциалов можно в принципе найти β_{el} . В случае $\beta_{\text{met}} = \beta_{\text{el}}$ вклад в сжимаемость даёт только кинетическая энергия электронного газа. Тогда и только тогда эффект осцилляций уровня Ферми в магнитном поле полностью компенсируется за счёт магнитострикции. С учётом сказанного отсутствие осцилляций уровня Ферми уже нисколько не противоречит результату [97], так как в [97] стрикция вообще не учитывалась и рассматривалась, по сути, модель металла с постоянной плотностью электронов.

Предположение о том, что в других металлах также по крайней мере "львиная" доля коэффициента сжимаемости определяется электронами проводимости, вообще говоря, подтверждается и теоретическими расчётомами Бровмана и Кагана [99] на примере магния. После суммирования всех электронных и ионных вкладов в сжимаемость (см. табл. 3 в [99]) с точностью не хуже, чем $\sim 3\%$, остаётся только вклад от электронов проводимости, который с такой же точностью согласуется с известной табличной величиной модуля Юнга для магния.

Итак, электроны проводимости должны целиком определять величину коэффициента сжимаемости, если предположить, что весь ток намагниченности в доменной стенке обусловлен деформацией решётки. Тем не менее приведённые выше рассуждения дают основание полагать, что это является общим результатом для металлов. Действительно, не вызывает сомнений, что образование диамагнитных доменов присущее в принципе всем без исключения металлам, проблема состоит только в исключительной трудности создания необходимых условий для большинства из них. Как отмечалось, диамагнитные домены уже наблюдались в серебре, бериллии, олове, индии и алюминии. С другой стороны, если сжимаемость металла целиком определяется электронным вкладом, то при изменении магнитного поля осциллирует только его объём и намагниченность, а

химический потенциал остаётся неизменным. Это означает, что между соседними доменами нет контактной разности потенциалов, нет "лишней" электростатической энергии и домены Кондона должны наблюдаться во всех металлах. Другими словами, сам факт существования диамагнитных доменов подтверждает точку зрения, согласно которой электроны проводимости должны целиком определять сжимаемость металла. Хотя, конечно, трудно сказать, насколько этот вывод точен.

Таким образом, вопрос о механизме тока намагничивания однозначно свёлся к магнитострикции. Магнитострикция, амплитуда которой обратно пропорциональна модулю Юнга, приводит к деформациям решётки металла, которые изменяют электронную плотность в соседних доменах в противоположных направлениях. В результате градиент плотности зарядов в доменной стенке обеспечивает в магнитном поле ток намагченности, необходимый для появления разницы индукции в соседних фазах.

С другой стороны, деформация кристаллической решётки в доменной стенке приводит к появлению дополнительной упругой энергии. Оба состояния, по одну и по другую сторону от этой границы, соответствуют минимуму энергии, хотя и отличаются друг от друга по размеру кристаллической ячейки на некоторую конечную величину. Поскольку состояния решётки слева и справа от границы заданы, т.е. задана величина скачка размера ячейки слева и справа, то избыточная упругая энергия будет тем меньше, чем на большую толщину границы этот скачок будет размазан. Поэтому в больших магнитных полях, когда ларморовский радиус уменьшается, толщина доменной стенки может намного превзойти этот радиус, что и было обнаружено при измерениях доменной структуры в серебре. Кроме того, поскольку разница в размере ячеек накапливается вдоль доменной границы, то с этой точки зрения длинные границы представляются невыгодными. В плоскости пластины ограничение на длину границы можно обойти благодаря мозаичности ламинарной доменной структуры. Однако вдоль магнитного поля длина границы — это толщина образца, и тогда не остается ничего другого, как увеличивать толщину доменной стенки или ещё больше усложнять структуру. В связи со сказанным анизотропный характер магнитострикции в бериллии является возможной причиной того, что на его поверхности домены Кондона отсутствуют.

5. Гистерезис и фазовая диаграмма доменного состояния

Возникновение эффектов необратимости в процессах намагничивания обусловлено присутствием различных дефектов, которые являются причиной образования энергетических барьёров при движении доменных границ. Гистерезис в обычных магнитных материалах, в которых магнитные свойства вещества обусловлены наличием собственного атомного магнитного момента, изучен достаточно широко [100]. Однако совершенно другая картина имеет место, когда намагченность является результатом орбитального движения электронов в квантующем магнитном поле в условиях образования уровней Ландау. В этом случае возникает осциллирующая в магнитном поле энергия и соответствующий магнитный момент, обусловленный орбитальным дви-

жением электронов, т.е. эффект дГвА. При этом энергия металла при изменении магнитного поля всё время остаётся минимальной. В такой ситуации естественно ожидать обратимого поведения намагченности. Действительно, поистине огромное количество экспериментов [8] подтверждает эту точку зрения.

Однако ситуация принципиально меняется при возникновении диамагнитных доменов — доменов Кондона. В самом деле, переход из состояния с однородной намагченностью в состояние из двух фаз с различными величинами индукции и противоположной деформацией, разделённых доменной границей, с током намагченности между ними, является переходом 1-го рода [31]. В этом случае естественно ожидать всех явлений, сопровождающих такой переход, т.е. зародышеобразования, гистерезиса, переохлаждения. Поэтому неудивительно, что Кондон уже в первой работе [1] обсуждал эти вопросы. Однако на основе анализа всех полученных ранее данных Кондон вынужден был заключить, что ничего подобного не наблюдалось. В последующей работе [14] отмечалось некоторое различие в образовании доменов при повышении или понижении температуры около 2,2 К, что связывалось авторами с явлением переохлаждения. В последующие годы этим вопросам также уделялось достойное внимание как в теории [101], так и в эксперименте.

Как отмечалось в разделе 2.3, попытка обнаружить гистерезис предпринималась нами в мюонных измерениях [42]. На грани разрешения удалось "почти" увидеть небольшую необратимость, т.е. сдвиг в $\lambda(H)$ порядка 1–2 Гс при увеличении и уменьшении магнитного поля. С другой стороны, в той же работе при аналогичных температурных измерениях в постоянном магнитном поле не наблюдалось никакой заметной разницы (см. рис. 12). Поэтому связанный с этими явлениями вопрос о существовании гистерезиса следовало также считать открытых, оставалось только предполагать, что гистерезис чрезвычайно мал.

В разделе 1.2 достаточно подробно обсуждались возникновение неустойчивости при условии (9) и образование в пластинке, нормальной к магнитному полю, в диапазоне $B_1 < H < B_2$ доменов со значениями индукции B_1 (диамагнитная фаза) и B_2 (парамагнитная фаза). Если форма образца отличается от пластинки, т.е. размагничивающий фактор образца $n < 1$, то диапазон неустойчивости, в котором по-прежнему происходит расслоение на фазы B_1 и B_2 , сужается соответственно в n раз. Разумеется, понятие размагничивающего фактора корректно только для образцов в форме трёхосного эллипсоида [41]. Для образцов с другой формой размагничивающий фактор принимается равным размагничивающему фактору эллипса, вписанного в образец. Тем не менее образец, несмотря на некоторые неоднородности поля вблизи его углов и рёбер, несомненно, переходит из однородного состояния в двухфазное в точке возникновения неустойчивости. Забегая вперёд, отметим, что границы фазовой диаграммы доменного состояния действительно оказались идентичными для образцов с различной формой. При этом геометрическая структура доменного состояния для образцов с произвольной формой, сильно отличающейся от пластинки, остаётся неизвестной. Ясно только, что состояние образца разбивается на те же фазы с индукцией B_1 и B_2 , которые также деформированы в результате магнитострикции в опре-

делённом смысле противоположным образом и разделены доменной стенкой. Нет сомнений, что деформация равномерно распределена поперёк доменной стенки и поэтому ток намагничивания в ней также равномерно распределён.

Согласно высказанной точке зрения, индукция в доменной стенке изменяется линейно от B_1 с одной стороны стенки до B_2 с другой. Отличие индукции от значений B_1 и B_2 , при которых энергия достигает минимума, создаёт избыточную энергию ε_w в доменной стенке. Профиль и максимальную амплитуду зависимости $\varepsilon_w(B)$ в доменной стенке от $B = B_1$ до $B = B_2$ нетрудно получить, как это видно из рис. 2:

$$\varepsilon_w = \tilde{\varepsilon}(B) + \frac{(B - H)^2}{8\pi} - \varepsilon_{\min},$$

где $\tilde{\varepsilon}(B)$ — осциллирующая энергия, $(B - H)^2/8\pi$ — энергия намагничивания в соответствии с рис. 2, ε_{\min} — значение суммарной энергии (5) в минимуме в точках $B = B_1$ и $B = B_2$, т.е. $\varepsilon_w = 0$ на границах стенки. Максимальное значение избыточной энергии ε_w в центре, где $B = H_0$, равно $\delta\varepsilon$. Сделаем замену переменных

$$B = H_0 + h$$

и будем считать, что в доменной стенке h изменяется в диапазоне

$$-h_0 \leq h \leq h_0,$$

т.е. будем полагать функцию ε_w симметричной относительно точки $h = 0$, тогда $h_0 = (B_2 - B_1)/2 = \Delta B/2$. Такое допущение является вполне правомерным при больших номерах уровня Ландау, а последние всегда велики, когда есть домены. Тогда (см. рис. 2) $\varepsilon_w(h)$ в этом диапазоне можно с хорошей точностью представить в виде

$$\varepsilon_w(h) = \frac{\delta\varepsilon}{2} \cos \frac{\pi h}{h_0} + \frac{\delta\varepsilon}{2}.$$

В результате для второй производной имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varepsilon_w(h)}{\partial h^2} &= -\frac{\delta\varepsilon}{2} \left(\frac{\pi}{h_0} \right)^2 \cos \frac{\pi h}{h_0} \approx \\ &\approx \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}(B)}{\partial B^2} + \frac{1}{8\pi} \frac{\partial^2 (B - H)^2}{\partial B^2} = -\chi + \frac{1}{4\pi}. \end{aligned}$$

Таким образом, для максимальной величины избыточной энергии $\delta\varepsilon$ получим

$$\delta\varepsilon = \frac{2h_0^2}{4\pi} (4\pi\chi - 1) = \frac{(\Delta B)^2}{8\pi^3} (4\pi\chi - 1).$$

Здесь уместно сравнить последний результат с результатом в теории [11–13], где в качестве избыточной энергии в доменной стенке была принята энергия, пропорциональная

$$(B_1 - B_2)^2 - (2B - B_1 - B_2)^2,$$

которая также обращается в нуль на границах этого диапазона, а максимальная величина избыточной энергии на единицу объёма равна

$$\varepsilon_w(0) = \frac{(\Delta B)^2}{4\pi}.$$

Таким образом, реальный профиль избыточной энергии (см. рис. 2) существенно отличается от результата

[11–13] не только количественно, что обусловлено наличием добавочного множителя $2\pi^2$ в знаменателе, но и качественно, поскольку профиль имеет другую форму — на границах диапазона обращается в нуль и его производная по координате.

В итоге для поверхностной энергии в доменной стенке мы должны получить величину по крайней мере в 40 раз меньшую, чем в [11–13]. С другой стороны, как отмечено в разделе 3.2, толщина доменной стенки из-за наличия добавочной упругой энергии обычно гораздо больше ларморовского радиуса. Поэтому большая толщина доменной стенки должна препятствовать её пиннингу на точечных дефектах решётки при перемещении стенок. Вышеуказанные обстоятельства, по-видимому, и приводят к весьма малой величине гистерезиса, т.е. малой коэрцитивной силе.

5.1. Эксперимент

Впервые гистерезис в эффекте дГвА при возникновении диамагнитных доменов был обнаружен нами в бериллии [102]. Величина гистерезиса, в самом деле, оказалась очень мала, не более 2 Гс, что на два порядка меньше периода дГвА. Образец бериллия представлял собой параллелепипед размерами $8 \times 2 \times 1$ мм с длинной стороной, параллельной гексагональной оси. Образец был вырезан из того же кристалла, что и остальные образцы, в том числе пластинка, в которой были обнаружены домены Кондона с помощью мюонов. Кроме того, в образце наблюдались характерные для доменного состояния огибающие магнитопробойных осцилляций, описанные в разделе 1.3. Другими словами, не оставалось сомнений в том, что в данном образце возникают диамагнитные домены. Температура Дингла образца равнялась 2 К. Индукция в образце измерялась миниатюрным датчиком Холла, расположенным вплотную к торцу образца.

Мы не будем обсуждать здесь вопрос о том, насколько измеряемая вблизи торца индукция отличается от её значения в центре образца. Это вопрос уже затрагивался ранее [40]. Скажем только, что для сверхпроводников 1-го рода, в которых в сверхпроводящем состоянии $B = 0$, эти величины практически совпадают. В данном случае можно считать, что они не слишком сильно различаются, что, в общем, не имеет принципиального значения.

Более важным обстоятельством для данных измерений является тот факт, что в сверхпроводящем соленоиде имеется собственный гистерезис, обусловленный диамагнетизмом его обмотки [103]. Поэтому внешнее магнитное поле измерялось другим датчиком Холла, расположенным на достаточно большом (около 1 мм) расстоянии от образца (равном расстоянию между L- и T-линейками на рис. 15).

На рисунке 23 показан результат прямого измерения магнитной индукции $B(H)$ с помощью датчика Холла при увеличении и уменьшении магнитного поля.

Как видно из рис. 23, величина гистерезиса очень мала и заметна лишь в увеличенном масштабе. Этот результат удавалось получать только при очень медленной разворотке поля, которая обеспечивала отношение сигнала к шуму около 10. Кроме того, следует отметить, что приведённые на рис. 23 данные получены в чрезвычайно благоприятных для этих измерений условиях — при самой низкой температуре и в области максимальной

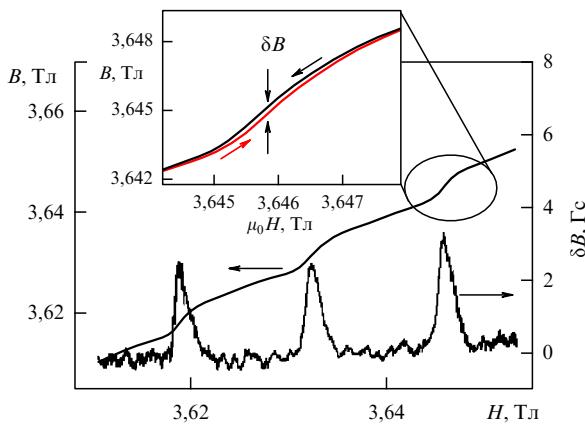


Рис. 23. Зависимости $B(H)$ при развёртке поля вверх и вниз при температуре 1,3 К в области пучности амплитуды дГвА, измеренные датчиком Холла (левая шкала). В парамагнитной части каждого периода наблюдается гистерезис, показанный в увеличенном масштабе на вставке. Разница показаний вверх и вниз по полю δB показана в нижней части рисунка (правая шкала).

амплитуды дГвА. В других областях магнитного поля и температуры получение такого результата становится затруднительным, а при приближении к границе области существования диамагнитных доменов — и вовсе невозможным. Другими словами, прямой метод измерения с помощью датчика Холла на постоянном токе оказывается недостаточно чувствительным, и его нельзя использовать для детального исследования гистерезиса во всей области (H, T).

Гораздо более чувствительным к возникновению доменов оказался метод измерения с модуляцией внешнего магнитного поля. Этот метод является стандартной модуляционной техникой, в которой образец располагается в одной из двух скомпенсированных катушек (pickup coil), а сигнал раскомпенсации, при достаточно малой амплитуде модуляции внешнего магнитного поля пропорциональный магнитной восприимчивости образца, измеряется фазочувствительным вольтметром (lock-in amplifier). Как правило, амплитуда модуляции h задавалась по крайней мере на два порядка меньшей периода осцилляций, и использовалась низкая (21 Гц) частота модуляции.

Измерения проводились в том же соленоиде, который использовался ранее. Этот способ позволил с большой точностью определять точку перехода от однородной намагниченности к возникновению неустойчивости и образованию диамагнитных доменов. При этом оказалось, что если задавать амплитуду модуляции гораздо меньшую, чем это представляется необходимым из сравнения с периодом дГвА, то появление двух фаз обнаруживается без проблем. Обычно, если амплитуда модуляции гораздо меньше периода (например, на порядок величины), измеряемый сигнал с хорошей точностью соответствует магнитной восприимчивости $\chi(H) = \partial M / \partial H$. При дальнейшем снижении амплитуды модуляции амплитуда измеряемого сигнала соответственно уменьшается, однако величина нормированного сигнала (отнесённого к амплитуде модуляции) приближается к пределу, т.е. к $\chi(H)$, и далее уже не изменяется. Именно такие измерения были проведены на бериллии в тех же полях, что и в случае рис. 23. Величина периода составляла более 150 Гц, и с точки зрения, изложенной

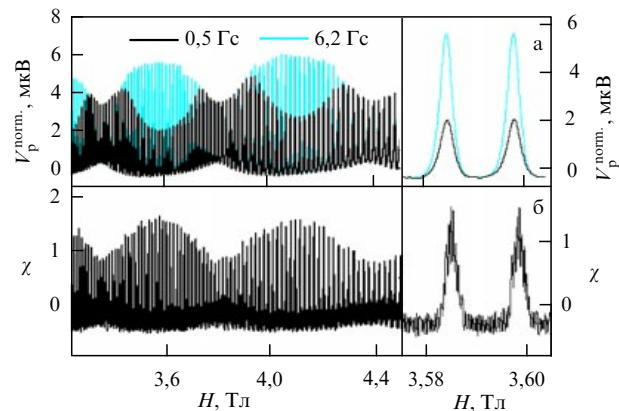


Рис. 24. (а) Нормализованный сигнал с катушек при разных уровнях модуляции: 6,2 Гс (серый цвет) и 0,5 Гс (чёрный цвет). Температура 1,3 К. (б) Результат измерения восприимчивости $4\pi\chi$, полученный из измерения магнитного момента датчиком Холла (без модуляции). В правой части рисунка показаны те же результаты в увеличенном масштабе в области магнитного поля, соответствующей пучности осцилляций.

выше, модуляция $h \approx 6$ Гс действительно уже давала предельную величину нормированного сигнала, и дальнейшее уменьшение модуляции не должно было ни на что влиять, за исключением, возможно, отношения сигнал/шум. Однако оказалось, что это не так.

Из рисунка 24 хорошо видно, что, в самом деле, измерения при модуляции $h = 6,2$ Гс и измерения с датчиком Холла без модуляции дают один и тот же результат для восприимчивости. Однако при ещё меньшей модуляции, $h = 0,5$ Гс, результат кардинальным образом меняется.

Действительно, в окрестности узлов, где амплитуда осцилляций в три раза меньше, чем в пучностях, величина сигнала не изменилась, что и должно соответствовать правильному измерению среднего наклона. Точно так же, идеально совпадают графики для диамагнитной части дГвА-периода — совпадение имеет место для всех участков магнитного поля с заведомо однородным состоянием намагниченности. Это совпадение исчезает для участков дГвА-периода с парамагнитной восприимчивостью, как только амплитуда восприимчивости достигнет величины $4\pi|\chi| \geq 1$. Начиная с этого момента (рис. 24а) амплитуда наблюдаемого сигнала вместо возрастания начинает убывать и становится гораздо меньше ожидаемой. Простые оценки показывают, что это действительно связано с образованием двухфазного состояния как раз в той точке, где начинается это занижение правильной амплитуды. Разумеется, такая урезанная амплитуда уже не может соответствовать величине среднего наклона $M(H)$, т.е. реальной восприимчивости. Этот эффект вырезания амплитуды полностью исчезает при температурах выше $\approx 3,5$ К, при которых домены Кондона отсутствуют.

Тот факт, что в результате эффекта вырезания амплитуды действительно получается неправильное значение восприимчивости, легко проверялся следующим образом. Интеграл от восприимчивости должен соответствовать осцилляциям магнитного момента, который всегда осциллирует около некоторого среднего значения, вообще говоря, близкого к нулю. Именно такая ситуация имеет место везде при высокой температуре, когда нет доменов, или в окрестности узлов, если домены есть

только в пучностях. Но как только появляется эффект вырезания, осцилляции магнитного момента резко "идут вниз", т.е. резко вниз смещается среднее значение, чего, конечно, на самом деле быть не может.

Такое странное, на первый взгляд, поведение объясняется возникновением при переходе к двухфазному состоянию необратимости намагниченности, т.е. гистерезиса. Как отмечалось выше, даже близкая к максимальной величина гистерезиса, достигаемая вдали от фазовой границы, мала. Тем более гистерезис мал в области, близкой к фазовому переходу, где его величина стремится к нулю. В случае модуляции $h \approx 6$ Гс, которая гораздо меньше периода дГвА и в то же время гораздо больше величины гистерезиса, результат измерений приводит к более или менее правильному значению среднего наклона. Однако при малой модуляции h , сравнимой с величиной гистерезиса, точнее говоря с его коэрцитивной силой, результат измерения кардинально меняется.

Схематически это рассуждение поясняется на рис. 25а. Как только модуляция становится порядка или меньше гистерезиса, т.е. коэрцитивной силы, частная петля намагничивания целиком оказывается внутри полной петли гистерезиса. В этом случае средний наклон данной частной петли становится намного меньше величины "правильного" наклона [100]. Такое резкое уменьшение "восприимчивости" можно проследить как функцию величины модуляции в широкой области температур и магнитного поля в полупериоде биений, т.е. от узлов до пучностей. Результаты таких измерений приведены на рис. 25б, в.

Из рисунка 25а можно понять происхождение эффекта срезания амплитуды при появлении гистерезиса. Наклон не изменяется в диамагнитной фазе и в области узлов осцилляций, где неустойчивости не может быть, и возникает только в парамагнитной фазе и только при низкой температуре. Резкое падение наклона начинается при

амплитуде модуляции $h \approx 2$ Гс. Эту величину можно принять за ширину гистерезиса, т.е. за коэрцитивную силу. В магнитном поле около 3,6 Тл возникновение означенной нелинейности начинает проявляться при $T \approx 3,1$ К, и точку (3,6 Тл, 3,1 К) можно принять за точку пересечения фазовой границы двухфазного состояния, что согласуется с данными, полученными методом μ SR.

Правильность объяснения эффекта вырезания как следствия перехода к необратимому характеру намагниченности, т.е. возникновения гистерезиса, была проверена следующим простым способом. В обычных измерениях с использованием модуляционной техники (как и в наших опытах) скорость развёртки внешнего магнитного поля очень мала по сравнению со скоростью изменения модулирующего поля. Другими словами, полное магнитное поле $H + h$ всегда осциллирует около заданного медленно меняющегося поля H . Поэтому при необратимом характере намагниченности изменение этого поля "назад" всегда возвращает точку $B(H + h)$ внутрь петли гистерезиса и $B(H + h)$ описывает частную петлю. Если теперь изменить условия эксперимента таким образом, чтобы dH/dt и $d(h)/dt$ стали одинаковыми по абсолютной величине, то точка $H + h$ всегда будет двигаться только "вперёд" или остановится. Другими словами, магнитное поле перемещается только вдоль границы гистерезиса, никогда не возвращаясь назад внутрь петли. В этом случае нет причины для необратимого поведения намагниченности. Конечно, такой режим никогда не используется в реальных модуляционных измерениях, так как в этом случае результаты заведомо будут неправильными. Тем не менее полученный таким образом качественный результат не вызывает сомнений. В проведённых данным способом измерениях нигде не наблюдалось нелинейности и эффекта срезания амплитуды. Всегда наблюдалась "правильная" картина стандартных для берилля биений. Это ещё раз подтверждает правильность высказанной точки зрения.

Описанные выше явления, сопровождающие появление неустойчивости и гистерезиса, позволяют теперь объяснить странный результат Плуммера (Plummer et al.) [104], который измерял тем же модуляционным методом восприимчивость берилля примерно в той же области полей и температур, что и в данных экспериментах. Наблюдавшееся Плуммером глубокое вырезание амплитуды осцилляций было истолковано как появление новой магнитной частоты, т.е. "нового" сечения поверхности Ферми. Это, конечно, было абсолютно исключено, поскольку поверхность Ферми берилля уже была достаточно хорошо известна. Дальнейшее обсуждение странного результата, полученного Плуммером, привело, к сожалению, к неправильному выводу о том, что этот результат обусловлен токами в образце, наведёнными модуляционным сигналом (eddy currents) [105, 106]. Мы проверили данный вывод, варьируя частоту модуляции, и убедились, что эффект "вырезания" при этом не изменяется.

Исследования описанных выше эффектов, особенно в момент их возникновения, при изменении температуры или магнитного поля могут стать основой для нахождения границы области доменного состояния в координатах (H, T) . Этот способ, безусловно, более чувствителен к факту возникновения двухфазного состояния по сравнению со всеми другими методами, описанными здесь: анализом огибающих магнитопроприобных траекторий,

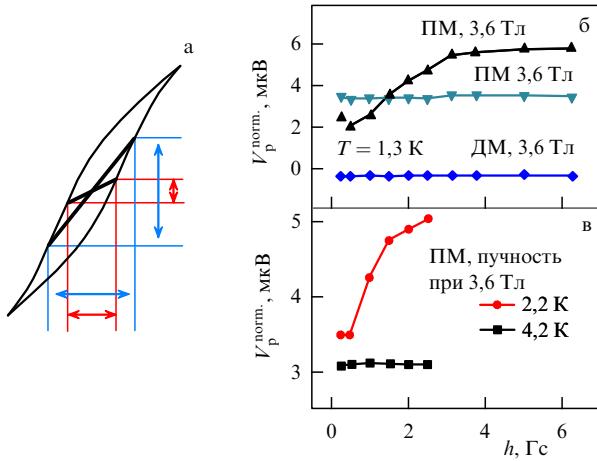


Рис. 25. (а) Схематическое представление петли гистерезиса, демонстрирующее нелинейность нормированной амплитуды отклика на уменьшение амплитуды модуляции. (б) Зависимости нормированного измеряемого сигнала, т.е. среднего наклона в частной петле, от амплитуды модуляции h в различных участках магнитного поля: в пучности (треугольники вершиной вверх), узле (треугольники вершиной вниз) — обе зависимости относятся к парамагнитной (ПМ) фазе периода дГвА, ромбами показана зависимость в случае, когда фаза всюду является диамагнитной (ДМ). Температура $T = 1,3$ К. (в) Сравнение аналогичных зависимостей в пучности при $T = 2,2$ К и $T = 4,2$ К; заметная нелинейность возникает при $T \approx 3,1$ К.

методом ЯМР, расщеплением пика в мюонных экспериментах, прямым наблюдением $B(H)$ с помощью датчика Холла. Как будет показано далее, возникновение гистерезиса даёт возможность находить точку возникновения двухфазного состояния, т.е. точку пересечения границы фазовой диаграммы как по полю, так и по температуре с гораздо большей точностью.

Дело в том, что наряду с эффектом "вырезания" амплитуды восприимчивости, т.е. уменьшением сигнала первой гармоники, происходит своеобразная "компенсация" — резко возрастают амплитуды более высоких гармоник и сдвиг по фазе измеряемого сигнала отклика относительно модулирующего поля. Это означает, что с появлением гистерезиса сигнал отклика на гармонический сигнал модуляции магнитного поля становится сильно нелинейным и сдвигается по фазе, т.е. возникает эффект запаздывания отклика относительно модуляции. Запаздывание сигнала отклика проявляется как резкое возникновение мнимой составляющей отклика.

На рисунке 26 приведены результаты измерения 3-й гармоники (рис. 26а) и мнимой составляющей (рис. 26б) сигнала отклика в широкой области магнитных полей при температуре 1,3 К. Амплитуда сигнала в обоих случаях резко возрастает только в пучностях осцилляций и только в парамагнитной фазе каждого периода дГвА, т.е. при появлении гистерезиса. При других значениях магнитного поля, т.е. в области узлов и всюду в диамагнитной фазе дГвА-периода, амплитуда сигнала близка к нулю.

На вставке рис. 26а показан в увеличенном масштабе сигнал 3-й гармоники точно в том же диапазоне магнитного поля, что и на рис. 24. Сравнение этих записей показывает, что сигнал возникает и исчезает точно в тех

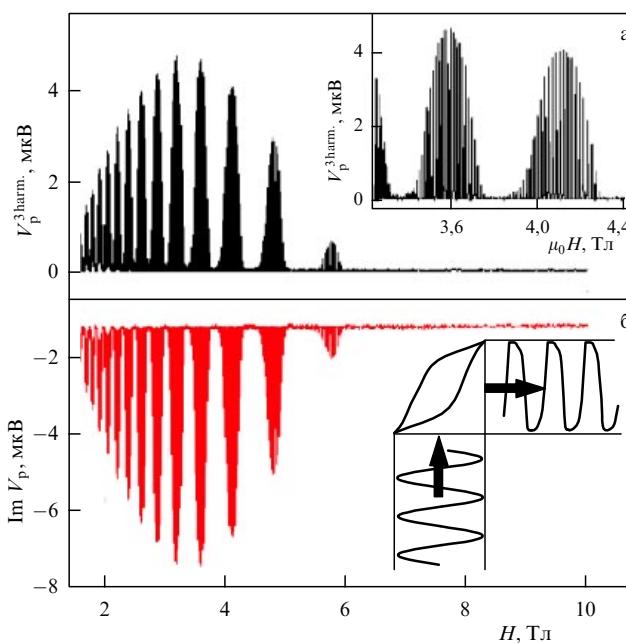


Рис. 26. (а) Сигнал 3-й гармоники с приёмных катушек; на вставке — тот же сигнал в увеличенном масштабе в той же области полей, что и на рис. 24. (б) Мнимая часть отклика (сдвинутый на $\pi/2$ сигнал) с катушек. В обоих случаях $T = 1,3$ К, амплитуда модуляции 2,5 Гс. На вставке в правой части рис. б схематически показано, как при возникновении гистерезиса сигнал отклика на синусоидальную модуляцию принимает форму меандра, сдвигается по фазе и запаздывает относительно сигнала модуляции.

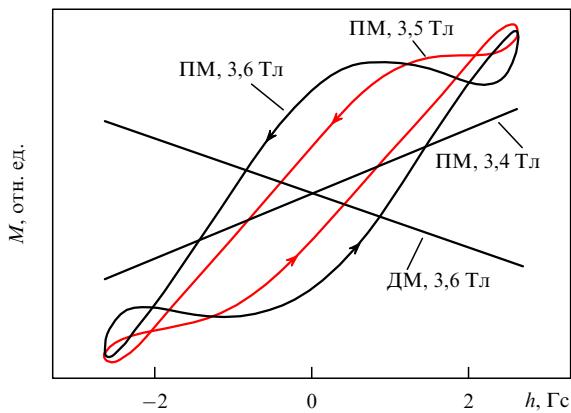


Рис. 27. Форма гистерезиса, восстановленная для амплитуды модуляции 2,5 Гс при $T = 1,3$ К на основе анализа пяти гармоник. Обратимый и необратимый (гистерезис) характер намагниченности M при различных значениях магнитного поля: 3,6 Тл соответствует области пучности осцилляций, 3,4 Тл — узу осцилляций, 3,5 Тл — промежуточной области.

же самых точках магнитного поля. При этом появление или исчезновение сигнала происходит пороговым образом в точке фазового перехода в двухфазное состояние.

На вставке в правой части рис. 26б схематически показано, как в присутствии гистерезиса возникает, кроме эффекта "вырезания", который представляет собой результат нелинейного уменьшения амплитуды отклика, ещё и кардинальное изменение формы сигнала отклика, которая становится близкой к меандру. Это равносильно не только сдвигу по фазе, что эквивалентно запаздыванию, но и характерному для меандра возрастанию вклада нечётных гармоник. Поэтому при переходе к двухфазному состоянию с гистерезисом происходит такое резкое возрастание амплитуды 3-й гармоники. В отсутствие гистерезиса амплитуда 3-й гармоники ничтожно мала, что обусловлено малостью амплитуды модуляции h по сравнению с дГвА-периодом (соответственно 2,5 Гс и 130 Гс при $H = 3,6$ Тл на рис. 26).

Форму и размеры петли гистерезиса можно восстановить стандартным путём, воспользовавшись методом, описанным, например, в работе [107]. Пример такого восстановления приведён на рис. 27. Отклик на синусоидальную модуляцию с амплитудой 2,5 Гс находилсяся суммированием всех гармоник вплоть до 5-й включительно. Разумеется, суммировалась и действительная, и мнимая части приёмного сигнала. Такая процедура проводилась в различных диапазонах изменения магнитного поля.

Как видно из рис. 27, пять гармоник хватает для качественного и даже количественного отображения реального гистерезиса, за исключением небольших искажений на границах диапазона модуляции. В области узла $H \approx 3,6$ Тл гистерезис отсутствует — при данной температуре неустойчивости здесь не возникает. Разумеется, её нет и в диамагнитной части дГвА-периода при любом магнитном поле. Гистерезис появляется только в области пучности $H = 3,6$ Тл и становится максимальным в её центре.

5.2. Нахождение фазовой диаграммы в бериллии и серебре

Как отмечалось в разделе 5.1, переход в двухфазное состояние и возникновение гистерезиса обуславливают

резкое возрастание кардинально нелинейного отклика, когда 3-я гармоника или сдвинутый на $\pi/2$ сигнал имеют чётко выраженный пороговый характер. Это даёт возможность установить точку перехода из однородного состояния в двухфазное с предельно возможной точностью, например, с точностью до одного периода дГвА (рис. 28).

При температуре выше 3,0 К описанный эффект исчезает, наблюдаются лишь слабые осцилляции дГвА. Этим подтверждается значение $T = 3,0$ К как верхней точки фазовой диаграммы для пучностей. Однако в области максимума фазовой диаграммы более точным представляется пересечение фазовой границы "вертикально", т.е. при изменении температуры при постоянном магнитном поле. Разумеется, тогда магнитное поле устанавливается точно в центре парамагнитной части дГвА-периода, где и возникает неустойчивость (рис. 29).

Как видно из рис. 29, появление гистерезиса происходит в обеих зависимостях достаточно резко, что даёт возможность одинаково хорошо находить пересечение фазовой диаграммы как одним, так и другим способом. В обеих зависимостях наблюдается резкое возрастание сигнала по абсолютной величине (вниз для мнимой части и вверх для 3-й гармоники) при одной и той же температуре $T = 1,5$ К. Именно так были получены точки пересечения фазовой границы в узлах биений (см. ниже рис. 30).

Кроме того, чрезвычайно важным обстоятельством является то, что эффект порогового возникновения указанных сигналов происходит в широких диапазонах изменения как частоты (8–200 Гц), так и амплитуды модуляции (разумеется, при сохранении условия $h \ll \Delta H$, где ΔH — период дГвА) в той же точке на плоскости (H , T). Поэтому описанный эффект, безусловно, оказывается самым простым способом обнаружения доменов Кондона и самым точным методом экспериментального нахождения фазовой диаграммы. Благодаря этому удалось установить, что положение точки фазовой границы не зависит от формы измеряе-

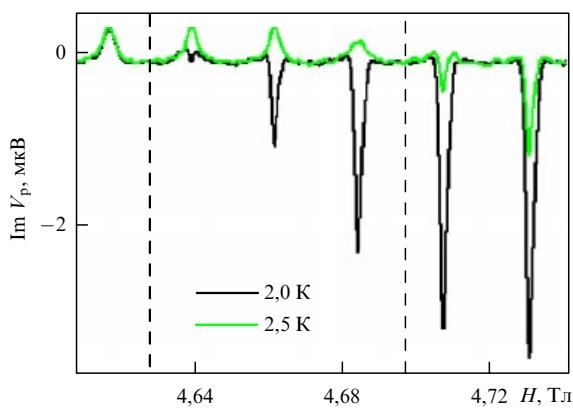


Рис. 28. Зависимости мнимой части сигнала 1-й гармоники в бериллии от магнитного поля при температуре 2,0 К (тёмная кривая) и 2,5 К (светлая кривая). Уровень модуляции 0,4 Гц. Резкое возрастание сигнала по абсолютной величине начинается при пресечении границы фазовой диаграммы: при $T = 2,0$ К во втором периоде и при $T = 2,5$ К — в пятом. Вертикальными штриховыми прямыми показано примерное местоположение (с точностью до одного периода) фазовой границы для этих температур — соответственно 4,63 Тл и 4,69 Тл. Следовательно, погрешность в определении точки фазового перехода составляет около ± 100 Гц, или $\approx 1\%$ от размера всей доменной области (см. рис. 30).

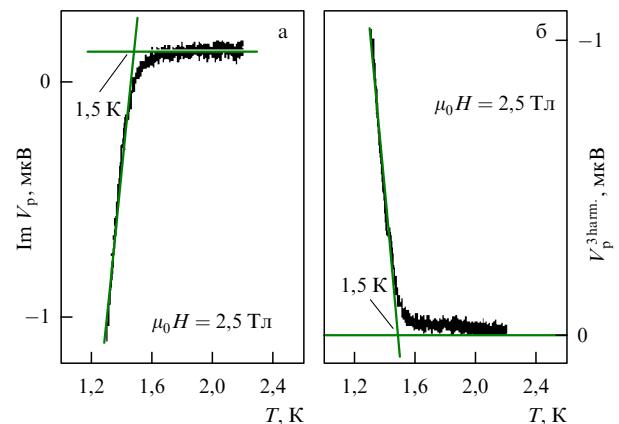


Рис. 29. Температурные зависимости (а) мнимой части отклика и (б) 3-й гармоники при магнитном поле 2,5 Тл, которое установлено точно в середине парамагнитной части дГвА-периода в узле осцилляций. Модуляция $h = 0,4$ Гц.

мого образца, что специально проверялось на пластинках берилля, нормальных магнитному полю.

Итак, с появлением гистерезиса сигнал отклика на синусоидальное модулирующее магнитное поле становится похожим по форме на меандр. Этому соответствует резкое возрастание нечётных гармоник, в первую очередь 3-й, и появление в сигнале отклика запаздывания, т.е. мнимой части. Анализ нескольких вкладов в сигнал отклика даёт возможность восстановить размер и форму гистерезиса. Величину коэрцитивной силы можно найти также из нелинейной зависимости амплитуды отклика от амплитуды модуляции (см. рис. 25).

Количественное изучение гистерезиса, безусловно, представляет большой интерес, хотя и сопряжено со значительными трудностями ввиду его очень малой величины. Вообще говоря, нет сомнения в том, что гистерезис определённым образом связан с характером движения доменных стенок, и с величиной энергетического барьера при образовании новой фазы. Поэтому зависимость коэрцитивной силы от магнитного поля и температуры может дать об этом явлении существенную информацию, в том числе пролить свет на вопрос об аномальном затухании геликонов в алюминии [18, 19]. Кроме того, всестороннее изучение гистерезиса поможет в построении более конкретной теории, поскольку пока имеется только идеализированная теория [108], не учитывающая реальную деформацию решётки [81]. Пороговый характер возникновения в отклике 3-й гармоники мнимой части и независимость возникновения в образце неустойчивости от его формы даёт возможность с большой точностью определять точку пересечения границы фазовой диаграммы состояния с диамагнитными доменами в данном металле с соответствующей данному образцу температурой Дингла. Все результаты проведённых измерений отображены на фазовой диаграмме (рис. 30) [109].

Сравним полученные результаты с результатами теоретических расчётов. Прежде всего следует отметить, что уже первые измерения мюонным методом показали, что расчёты по формуле ЛК как амплитуды дГвА, так и соответственно фазовой диаграммы [36, 42] дают явно заниженный результат. Дело в том, что поверхность Ферми берилля — электронная сигара, которой обусловлен обсуждаемый здесь эффект дГвА, — имеет форму, очень близкую к цилиндрической. Именно этот факт

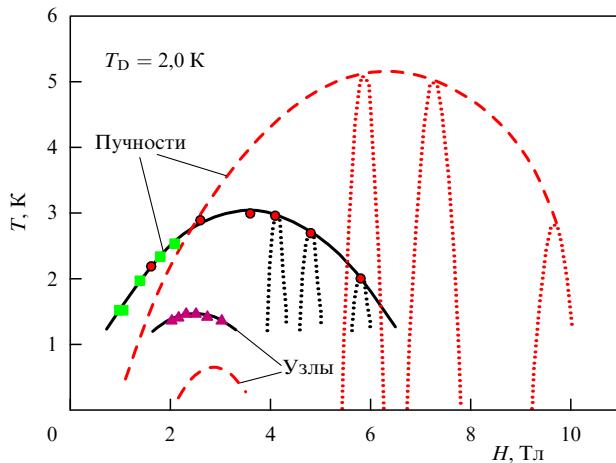


Рис. 30. Фазовая диаграмма на плоскости (H , T) для берилля с $T_D = 2,0$ К. Сплошные кривые показывают экспериментально найденную фазовую границу для огибающих пучностей и узлов биений. Кружки (пучности) и треугольники (узлы) получены при изменении температуры в постоянном магнитном поле, квадраты (пучности) — при изменении магнитного поля при постоянной температуре. Для сравнения приведён результат расчёта (штриховые кривые) [36, 112]. Пунктирными кривыми показана фазовая граница отдельных пучностей.

является причиной аномально большой амплитуды дГВА. Этот же факт является причиной того, что формула ЛК приводит к неправильному результату. Кривизна поверхности Ферми на экстремальном поясе A'' стоит в знаменателе формулы ЛК, и при её стремлении к нулю формула теряет смысл. Эта кривизна на электронной сигаре в бериллии действительно очень мала [16, 40], и, возможно, поэтому основанные на ЛК-формуле результаты расчёта амплитуды дГВА и соответственно фазовой диаграммы не согласуются с экспериментальными результатами [40, 42]. С другой стороны, расчёты, основанные на использовании квазидвумерной модели [110], дают сильно завышенный результат, также противоречащий экспериментальным данным. (К сожалению, до сих пор не проведено детального сравнительного анализа результатов [110] и результатов, полученных на основе квазидвумерной модели, рассмотренной в [111]). Это послужило основанием для попытки расчёта фазовой диаграммы берилля (G. Solt [112]), в котором в разложении зависимости площади сечения от квазипульса $A(k_z)$ учитывались члены не только второго (как в формуле ЛК), но и более высоких порядков. Результаты расчёта фазовой диаграммы по такой модифицированной формуле ЛК дали значительно лучшее согласие с экспериментальными данными, имевшимися к тому времени. Это демонстрируется на рис. 31 [112], где экспериментальные результаты, полученные с помощью метода μ SR, сравниваются с результатами расчётов по обычной формуле ЛК, по модифицированной формуле [112], а также в квазидвумерной модели [110].

Сравнение рис. 30 и 31 показывает, что в малых полях результаты расчёта по модифицированной формуле [112] находятся в удовлетворительном согласии с μ SR-данными и частично согласуются с фазовой диаграммой. Однако полная фазовая диаграмма с результатами этого расчёта не согласуется. Так, фазовая граница для узлов фактически заметно выше, чем даёт теория. Однако главное расхождение с результатами теории имеет место

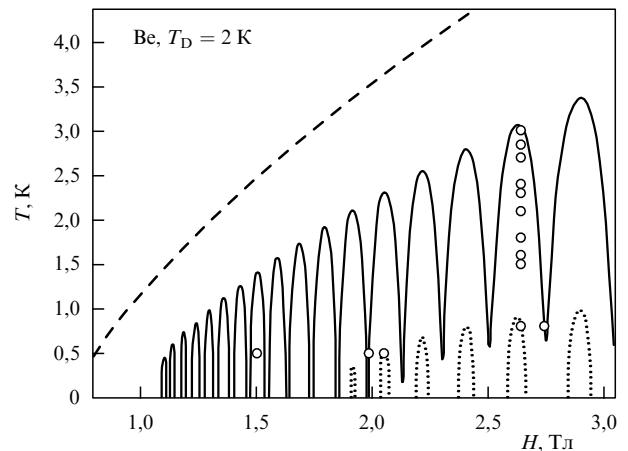


Рис. 31. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчётов по различным моделям фазовой диаграммы берилля в полях до 3 Тл. Кружки соответствуют экспериментально обнаруженным с помощью метода μ SR диамагнитным доменам при различных температурах [42]. Штриховая кривая (без осцилляций) — квазидвумерная модель [110], сплошная осциллирующая кривая (биения) — модифицированная формула [112] (в обоих случаях $T_D = 2$ К), пунктирные кривые — обычная формула ЛК, в которой принято $T_D = 1,6$ К (поскольку согласно формуле ЛК при $T_D = 2$ К домены вообще не существуют).

в больших магнитных полях. Домены исчезают значительно раньше, чем это следует из расчёта. На наш взгляд, главная причина такого расхождения кроется в том, что в образовании доменов большую роль играет избыточная упругая энергия деформации решётки в доменной стенке, о чём уже неоднократно говорилось в настоящем обзоре, которая ни в каких расчётах не учитывалась. Относительный вклад этой энергии, безусловно, возрастает при увеличении магнитного поля. Это особенно существенно именно для берилля, в котором деформация решётки в доменной стенке является анизотропной.

Исследование фазовой диаграммы в серебре предполагало согласие с теоретическими расчётами по ЛК-формуле. Ранее уже констатировалось такое согласие [69], и это объяснялось сферичностью поверхности Ферми. Тем не менее имело смысл провести измерения фазовой границы в серебре с помощью описанного нового метода более точно, более подробно и в более широком диапазоне магнитных полей [113].

Образец для измерений был выбран из той же серии, что и для описанных в разделе 3.3 экспериментов с датчиками Холла. Система компенсированных катушек также подробнее описана ранее. Частота модуляции изменялась в пределах 20–200 Гц. Измерения проводились как в сверхпроводящем соленоиде с магнитным полем до 16 Тл, так и в резистивном магните с магнитным полем до 30 Тл. Это позволило перекрыть в широком диапазоне измерения в сверхпроводящем и резистивном соленоидах. Вся сборка катушек с образцом была наклонена приблизительно на 13° , для того чтобы оставить в спектре дГВА только одно сечение с частотой $F = 47300$ Тл (belly). Температура устанавливалась в пределах 1,3–4,2 К.

Появление гистерезиса приводит к нескольким следствиям, каждое из которых может быть в принципе использовано для определения точки пересечения фазовой границы. Поскольку измерения в больших полях резистивного магнита из-за повышенных шумов и значительно меньшей однородности поля могут представ-

лять определённые затруднения, для сравнения были использованы все описанные в разделе 4 способы фиксации появления гистерезиса. Это и срезание амплитуды восприимчивости, и сдвиг по фазе (мнимая часть), и появление 3-й гармоники.

Каждый из этих эффектов измерялся по отдельности в одних и тех же условиях, т.е. в одной и той же точке фазовой плоскости (T, H). При постоянной температуре изменялось магнитное поле. Каждый раз находилась соответствующая величина критического поля перехода в двухфазное состояние. Затем результаты сравнивались. На рисунке 32 приведены результаты, показывающие возникновение гистерезиса в серебре, проявляющееся как в эффекте срезания амплитуды, так и в возрастании сигнала 3-й гармоники.

На рисунке 32 чётко прослеживается появление гистерезиса. Оба уровня модуляции, 0,2 Гц и 1,0 Гц, существенно меньше величины периода дГвА, который в этом поле составляет около 20 Гц. Поэтому в однородной области (рис. 32б, д при $H \approx 8$ Тл) приведённые амплитуды сигнала отклика идентичны. Расхождение, т.е. "срезание амплитуды", начинается около $H_1 \approx 10$ Тл. Точно так же амплитуда 3-й гармоники в области полей 8 Тл остаётся на уровне шума, а её резкое возрастание

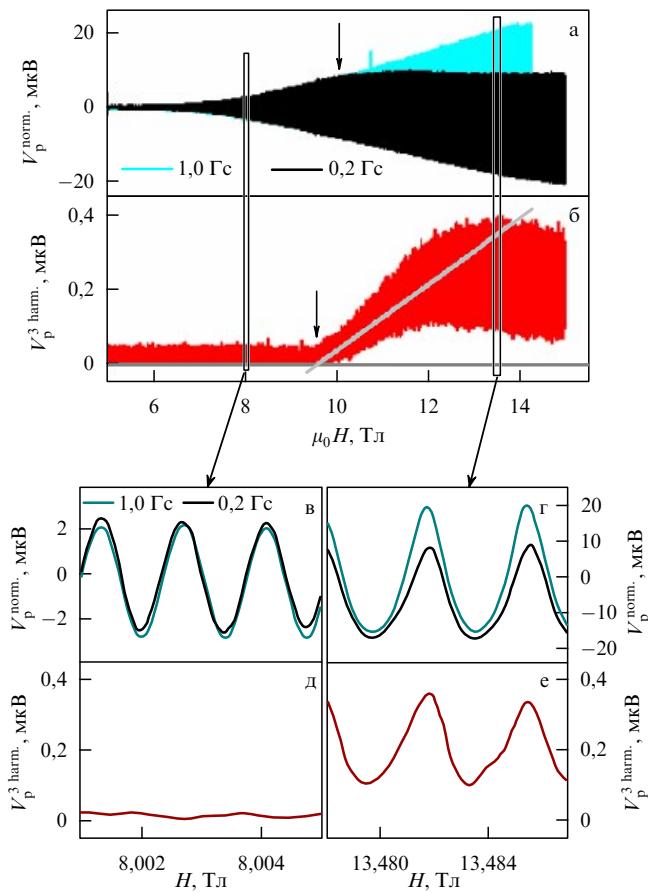


Рис. 32. Эффект дГвА в серебре при температуре 2,7 К и частоте модуляции 160 Гц. (а) Приведённая амплитуда сигнала для двух значений модуляции: 0,2 Гц (тёмная область) и 1,0 Гц (более светлая область). Около $H = 10$ Тл (показано стрелкой) начинает проявляться эффект срезания амплитуды. (б) Сигнал 3-й гармоники при уровне модуляции 0,2 Гц. Резкое появление сигнала (показано стрелкой) происходит при $H = 9,5$ Тл. (в, г) Фрагменты рис. а в большем масштабе. (д, е) Фрагменты рис. б в большем масштабе.

начинается в области около 10 Тл, точнее при $H_2 \approx 9,5$ Тл.

Сразу можно отметить существенное преимущество второго способа перед первым. В первом необходимы по крайней мере два последовательных процесса измерения с разными уровнями модуляции, и их надо правильно подобрать (хотя это даёт величину коэрцитивной силы). Кроме того, несмотря на то что оба эффекта имеют пороговый характер, во втором случае отношение сигнал/шум гораздо больше, поскольку в первом случае измеряется разность амплитуд. Следует отметить, что возрастание амплитуды 3-й гармоники сопровождается смещением вверх минимального уровня сигнала, который "в идеале" должен оставаться равным нулю, как это имеет место на рис. 26а. В самом деле, в каждом периоде дГвА в диамагнитной фазе образец в любом случае остаётся однородным и сигнал 1-й гармоники не должен превышать уровня шума. По крайней мере две причины могут быть ответственными за такое поведение. Во-первых, неоднородность магнитного поля, которая в данном соленоиде (16 Тл) в три раза больше (в резистивном магните неоднородность поля больше ещё на порядок), в то время как период осцилляций дГвА в серебре гораздо меньше (по сравнению с таковым в бериллии). Во-вторых, скорость развёртки в данном случае больше (а в резистивном магните ещё больше). Тем не менее, несмотря на отмеченные отклонения от "идеальной" картины, сама величина критического поля, как это подтвердилось в последующих экспериментах, практически не сдвигается.

Возможны ещё два способа — измерение фазового угла 3-й гармоники и измерение мнимой части 1-й гармоники сигнала. До тех пор, пока амплитуда 3-й гармоники ниже уровня шума, фаза оказывается неопределённой и тоже "шумит" — от $-\pi$ до $+\pi$. При переходе в двухфазное состояние появляются гистерезис и 3-я гармоника и фазовый угол также становится определённым. Это дало значение критического поля $H_3 = 9,8$ Тл. Появление мнимой части 1-й гармоники происходит в серебре не так отчётливо, как в бериллии. В однородном состоянии этот сигнал отличен от нуля и слабо изменяется при изменении магнитного поля, что обусловлено гораздо меньшим, чем у бериллия, магнетосопротивлением серебра и соответственно наведёнными переменным полем модуляции токами в образце (eddy currents). Тем не менее с появлением гистерезиса запаздывание отклика резко меняется, и в качестве значения критического поля можно принять $H_4 = 9,3$ Тл.

Все четыре способа дают очень близкие значения критического поля — от 9,3 до 10 Тл, которые удовлетворительно согласуются с результатом экстраполяции измерений датчиком Холла. Таким образом, в принципе любой из этих способов может быть использован в том или ином случае для определения фазовой диаграммы. Тем не менее для серебра измерение 3-й гармоники — наиболее простой и точный метод, который особенно успешно проявил себя при измерениях в резистивном магните.

Измерения в водоохлаждаемом резистивном магните сопряжены с рядом трудностей по сравнению с измерениями в сверхпроводящем соленоиде. В резистивном магните однородность поля и его стабильность гораздо хуже, что приводит к весьма высокому уровню шума. Поэтому для поддержания удовлетворительной вели-

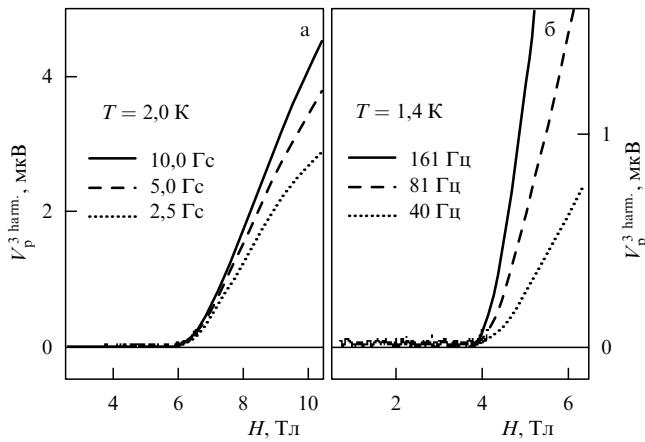


Рис. 33. Зависимости амплитуды 3-й гармоники в серебре от уровня (а) и частоты (б) модуляции, измеренные в резистивном магните. Температура указана на рисунке.

чины отношения сигнал/шум необходимо было повысить как частоту, так и амплитуду модуляции. Оказалось, что именно измерения 3-й гармоники наиболее устойчивы к изменению этих параметров и величина критического поля практически не сдвигается в широком диапазоне изменения частоты и амплитуды модуляции. Это проверялось в измерениях и в соленоиде, и в резистивном магните. Результаты представлены на рис. 33.

На рисунке 33 приведена усреднённая по дГвА-осцилляциям амплитуда 3-й гармоники в широком диапазоне изменения частоты и уровня модуляции. Увеличение уровня модуляции до 10,0 Гц совершенно не сдвигает величину критического поля. Точно так же не влияет на неё изменение частоты в четыре раза. Приведённые на рис. 33 результаты измерения в резистивном магните перекрываются с таковыми в сверхпроводящем соленоиде и совпадают с ними. Такая устойчивость результатов к изменению частоты и амплитуды модуляции позволила получить точки фазовой диаграммы серебра при всех, вплоть до максимальных, имеющихся в нашем распоряжении магнитных полях. Пример записи измерения точки перехода в двухфазное состояние вблизи вершины фазовой диаграммы приведён на рис. 34, на котором хорошо видно возрастание уровня шума.

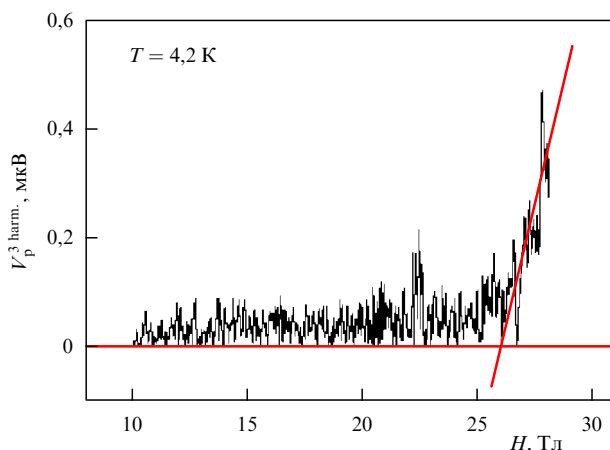


Рис. 34. Пример записи 3-й гармоники в резистивном магните при H до 28,0 Тл.

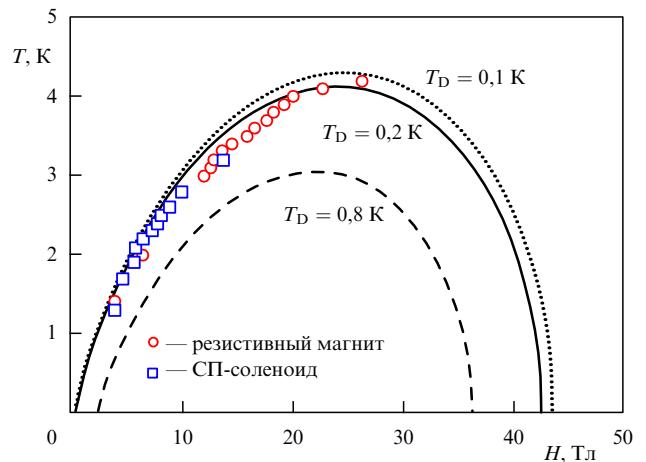


Рис. 35. Фазовые диаграммы доменного состояния в серебре. Пунктирная, сплошная и штриховая кривые — результаты расчёта по формуле ЛК при температурах Дингла T_D соответственно 0,1, 0,2 и 0,8 К. Все экспериментальные точки и в сверхпроводящем соленоиде (квадраты), и в резистивном магните (кружки) хорошо согласуются с результатами расчёта при $T_D = 0,2$ К.

Результаты всех измерений в сверхпроводящем соленоиде и резистивном магните представлены в плоскости (H, T) на рис. 35.

Итак, фазовая диаграмма для серебра, в отличие от таковой для бериллия, прекрасно согласуется с фазовой диаграммой, рассчитанной в рамках приближения ЛК. Предпочтительным способом регистрации точки пересечения фазовой диаграммы в металлах с большой проводимостью оказалось измерение 3-й гармоники. Для металлов с большим сопротивлением (как у бериллия) можно ограничиться 1-й гармоникой, регистрируя появление мнимой части в отклике.

6. Заключение

Использование техники μ SR для изучения диамагнитных доменов позволило обнаружить возникновение доменов Кондона в бериллии, олове, свинце, индии и алюминии, т.е. во всех исследованных металлах. Впервые показано (на олове), что при достаточно низкой температуре домены возникают в совершенном кристалле даже тогда, когда амплитуда эффекта дГвА значительно меньше величины периода. В олове также впервые обнаружено возникновение доменов Кондона, обусловленное эффектом дГвА от двух различных сечений поверхности Ферми. Это ещё раз подчёркивает универсальность этого явления. Обоснована и продемонстрирована во всех случаях возможность надёжной регистрации возникновения доменов лишь по осцилляциям полевой зависимости затухания $\lambda(H)$.

Впервые измерена доменная структура на поверхности серебра с помощью миниатюрных датчиков Холла. Величина обнаруженной неоднородности индукции ΔB на поверхности практически совпала с таковой в объёме, в согласии с результатом Кондона. Полученные поперечные размеры доменной структуры в серебре при магнитном поле 10 Тл, а именно период $p \geq 150$ мкм и толщина доменной стенки $w \sim 20$ мкм, оказались гораздо больше, чем ожидалось в теории ($p \sim 30$ мкм, $w \sim 1$ мкм).

Идентичные тщательные эксперименты по поиску доменов в бериллии, где ожидаемая амплитуда ΔB на порядок больше, чем в серебре, не дали результата. Главный вывод, который следует из наших экспериментов, — домены Кондона существуют в бериллии только в глубине образца. По-видимому, именно этот факт является основной причиной прежних безрезультатных экспериментов на бериллии, в том числе экспериментов Кондона с помощью метода ЯМР [14].

Впервые измерена магнитострикция бериллия в условиях образования диамагнитных доменов. Показано, что фазам с противоположной намагниченностью соответствует и противоположная деформация решётки с противоположным изменением плотности электронов. В результате градиент плотности зарядов в доменной стенке обеспечивает в магнитном поле ток намагниченности, необходимый для возникновения разницы индукции в соседних фазах. С другой стороны, в результате магнитострикции происходит точная компенсация осцилляций уровня Ферми, между фазами отсутствует контактная разность потенциалов, и это имеет место в том и только в том случае, когда сжимаемость металла полностью обусловлена сжимаемостью электронного газа.

Деформация решётки в доменной стенке создаёт избыточную энергию, что приводит к утолщению стенки, тем самым качественно объясняется расхождение результатов на серебре с результатами теории Привороцкого, а также отсутствие доменной структуры на поверхности бериллия, у которого эта деформация анизотропна.

Обнаружен гистерезис в эффекте де Гааза–ван Альфена при переходе в состояние с диамагнитными доменами. Найдена величина гистерезиса — в бериллии около 2 Гс, в серебре около 0,2 Гс. Вместе с тем обнаружено кардинальное изменение сигнала отклика в стандартном модуляционном методе измерения, в том числе пороговое возрастание 3-й гармоники. Явлением гистерезиса объяснён и обнаруженный ранее эффект Плуммера, не находивший до сих пор правильного объяснения.

Пороговый характер изменения отклика при пересечении фазовой границы доменного состояния использован для точного экспериментального нахождения фазовой диаграммы доменов Кондона в серебре и бериллии. Построены фазовые диаграммы доменов в серебре в области магнитного поля вплоть до 28 Тл и в бериллии во всей области магнитных полей и температур до 1,3 К. Констатируется прекрасное согласие с результатами теоретических расчётов для серебра и существенное расхождение с таковыми для бериллия, особенно в области больших магнитных полей.

Я благодарен всем своим соавторам из разных стран и институтов, совместная работа с которыми была не только плодотворной, но и давала радость общения, взаимопонимания и товарищества. Я благодарен Л.А. Максимову и В.П. Минееву за многочисленные и плодотворные дискуссии, а также В.Ф. Гантмахеру и В.С. Эдельману за предоставленные монокристаллы высокого качества.

7. Приложение. Точная компенсация диа- и парамагнитных токов

Рассмотрим движение электронов на ларморовских орбитах радиусом R в плоскости, перпендикулярной

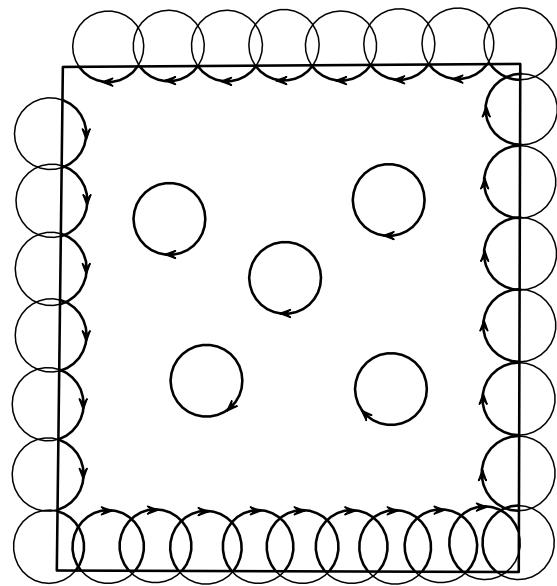


Рис. 36. Движение электронов по ларморовским орбитам, как расположенным целиком внутри квадрата, так и движущимся вблизи границы. Стрелками показано направление вращения электрона. (Из книги Пайерлса [73].)

магнитному полю (рис. 36). Полный диамагнитный момент от всех электронов в "потенциальном ящике" — квадрате со стороной $a \gg R$ — имеет вид

$$M_- = c^{-1} N a^2 J_0 S_0,$$

где c — скорость света, N — поверхностная плотность электронов, $J_0 = \omega e / (2\pi)$ — электрический ток электрона на ларморовской орбите, ω — циклотронная частота, $S_0 = \pi R^2$ — площадь орбиты. В итоге для диамагнитного момента имеем

$$M_- = \frac{1}{2c} N a^2 \omega e R^2.$$

Компенсирующий парамагнитный момент — результат движения электронов вдоль границы квадрата по обрезанным дугам (рис. 37а).

Все орбиты, находившиеся на расстоянии $|y| < R$ от края, оказываются перерезанными, и внутри квадрата-образца остаются дуги. Полное число таких дуг (бывших окружностей)

$$n = 4a2RN = 8NaR.$$

Среднюю величину L_{av} смещений $L(y)$ найдём, интегрируя по всем дугам:

$$L_{av} = \frac{1}{2R} \int_R^{-R} L(y) dy.$$

Сделав замену переменных в соответствии с более подробным изображением орбиты на рис. 37б: $y = R \cos \alpha$, $dy = -R \sin \alpha d\alpha$, $L(y) = 2R \sin \alpha$, получим

$$L_{av} = \frac{1}{2R} \int_0^\pi 2R^2 \sin^2 \alpha d\alpha = R \int_0^\pi \sin^2 \alpha d\alpha.$$

На интервале $(0, \pi)$

$$\int_0^\pi \sin^2 \alpha d\alpha \equiv \int_0^\pi \cos^2 \alpha d\alpha,$$

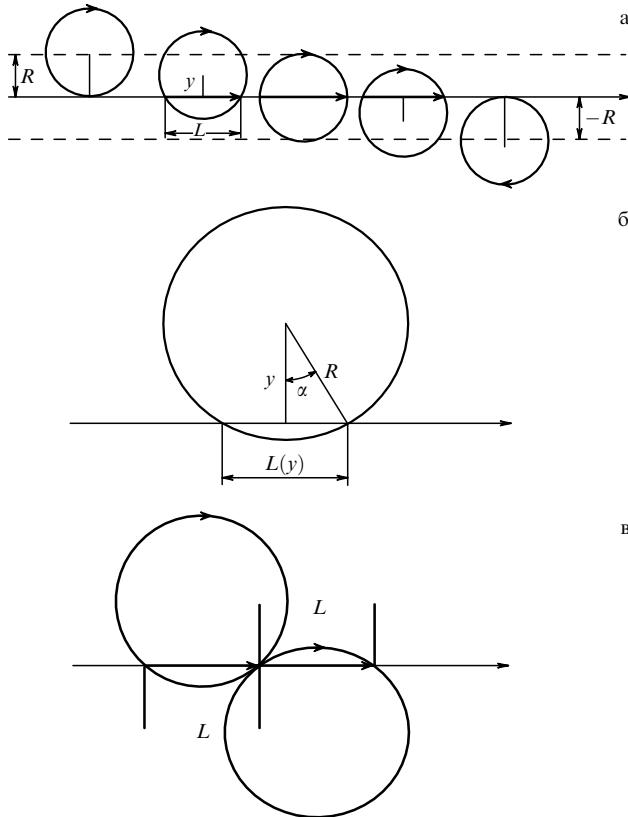


Рис. 37. (а) Движение электронов по дугам вдоль границы квадрата. y — расстояние от центра орбиты до края образца, L — длина хорды, на которую переносится заряд электрона, движущегося по орбите. (б) Детальное изображение усечённой орбиты. (в) Две орбиты, расположенные симметрично относительно разреза, т.е. края образца. Центр одной из них находится внутри образца, центр другой — снаружи.

отсюда

$$L_{av} = \frac{\pi R}{2}.$$

Найдём теперь среднюю скорость движения электрона v_{av} вдоль границы образца. Для этого рассмотрим совместно две симметричные орбиты, определяемые углами α и $2\pi - \alpha$ (рис. 37в). Обеим орбитам соответствует одна и та же величина хорды L , и полное время движения электрона по таким сопряжённым симметричным орбитам составляет как раз период $T = 2\pi/\omega$. Поскольку электронов много, то их все можно разбить на такие сопряжённые пары, так что всюду на этих орbitах скорость электрона $v = 2L/T$ и соответственно средняя скорость движения электрона вдоль границы

$$v_{av} = \frac{2L_{av}}{T} = \frac{\omega R}{2}.$$

Итак, электрон совершает полный оборот вокруг образца в среднем за время

$$t^* = \frac{4a}{v_{av}} = \frac{8a}{\omega R}.$$

Ток, создаваемый одним электроном,

$$\frac{e}{t^*} = \frac{e\omega R}{8a}.$$

Умножив последнюю величину на число электронов на скачущих орбитах, получим полный ток и величину парамагнитного момента. Напомним, что полное число орбит, перерезанных краем квадрата, равно n и на каждой орбите до пересечения находился один электрон. Поскольку электронов много и они равновероятно распределены по окружности орбиты, то естественно считать, что электроны с равной вероятностью могут оказаться как внутри квадрато-образца, так и снаружи. То есть ровно половина электронов осталась вне образца. Другими словами, число скачущих вдоль границы электронов, создающих парамагнитный ток, равно $n/2$. В результате для парамагнитного тока и соответственно для магнитного момента мы имеем

$$J_+ = \frac{ne}{2t^*} = \frac{1}{2} Ne\omega R^2,$$

$$M_+ = \frac{1}{2c} Na^2 e\omega R^2,$$

т.е.

$$M_+ = M_- ,$$

что и требовалось доказать.

Список литературы

1. Condon J H *Phys. Rev.* **145** 526 (1966)
2. Landau L Z *Phys.* **64** 629 (1930); Ландау Л Д *Собрание трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1969) с. 47
3. de Haas W J, van Alphen P M *Proc. Netherland R. Acad. Sci. Amsterdam* **33** 1106 (1930)
4. Лифшиц И М, Азбель М Я, Каганов М И *ЖЭТФ* **31** 63 (1956) [Lifshits I M, Azbel' M Ya, Kaganov M I *Sov. Phys. JETP* **4** 41 (1957)]
5. Лифшиц И М, Песчанский В Г *ЖЭТФ* **35** 1251 (1958) [Lifshits I M, Peschanskii V G *Sov. Phys. JETP* **8** 875 (1959)]
6. Onsager L *Philos. Mag.* **43** 1006 (1952)
7. Лифшиц И М, Косевич А М *ЖЭТФ* **29** 730 (1955) [Lifshits I M, Kosevich A M *Sov. Phys. JETP* **2** 636 (1956)]
8. Shoenberg D *Magnetic Oscillations in Metals* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1984) [Шенберг Д *Магнитные осцилляции в металлах* (М.: Мир, 1986)]
9. Pippard A B *Proc. R. Soc. London A* **272** 192 (1963)
10. Egorov V S *HAIT J. Sci. Eng.* **1** 647 (2004)
11. Абрекосов А А *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987) [Abrikosov A A *Fundamentals of the Theory of Metals* (Amsterdam: North-Holland, 1988)]
12. Приворотский И А *ЖЭТФ* **52** 1755 (1967) [Privorotskii I A *Sov. Phys. JETP* **25** 1167 (1967)]
13. Privorotskii I *Thermodynamic Theory of Domain Structures* (New York: Wiley, 1976)
14. Condon J H, Walstedt R E *Phys. Rev. Lett.* **21** 612 (1968)
15. Alekseevskii N E, Slutskin A A, Egorov V S *J. Low Temp. Phys.* **5** 377 (1971)
16. Егоров В С *ЖЭТФ* **69** 2231 (1975) [Egorov V S *Sov. Phys. JETP* **42** 1135 (1975)]
17. Егоров В С *ЖЭТФ* **72** 2210 (1977) [Egorov V S *Sov. Phys. JETP* **45** 1161 (1977)]
18. Божко В И, Вольский Е П *Письма в ЖЭТФ* **26** 337 (1977) [Bozhko V I, Vol'skii E P *JETP Lett.* **26** 223 (1977)]
19. Вольский Е П *Письма в ЖЭТФ* **26** 585 (1977) [Vol'skii E P *JETP Lett.* **26** 437 (1977)]
20. Markiewicz R S, Meskoob M, Zahopoulos C *Phys. Rev. Lett.* **54** 13 1436 (1985)
21. Smith J L, Lashley J C *J. Low Temp. Phys.* **135** 161 (2004)
22. Markiewicz R S *Phys. Rev. B* **34** 4172 (1986)
23. Markiewicz R S *Phys. Rev. B* **34** 4177 (1986)
24. Markiewicz R S *Phys. Rev. B* **34** 4183 (1986)
25. Gordon A, Vagner I D *J. Phys. Condens. Matter* **2** 3687 (1990)
26. Gordon A et al. *Phys. Lett. A* **160** 315 (1991)
27. Gordon A et al. *Phys. Rev. B* **43** 3775 (1991)
28. Gordon A, Vagner I D, Wyder P *Solid State Commun.* **87** 1155 (1993)
29. Лифшиц И М *ЖЭТФ* **38** 1569 (1960) [Lifshits I M *Sov. Phys. JETP* **11** 1130 (1960)]
30. Varlamov A A, Egorov V S, Pantsulaya A V *Adv. Phys.* **38** 469 (1989)

31. Блантер Я М, Каганов М И, Посвяинский Д В УФН **165** 213 (1995) [Blanter Ya M, Kaganov M I, Posvyanskii D V *Phys. Usp.* **38** 203 (1995)]
32. Schenck A *Muon Spin Rotation Spectroscopy* (Bristol: A. Hilger, 1986)
33. Белоусов Ю М, Смилга В П ФТТ **21** 2459 (1979) [Belousov Yu M, Smilga V P *Sov. Phys. Solid State* **21** 1416 (1979)]
34. Belousov Y M, Smilga V P, in *Proc. 3-d Int. Symp. on Muon and Pion Interaction with Matter, JINR Dubna, 1995*
35. Solt G et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 2575 (1996)
36. Solt G, Egorov V S *Physica B* **318** 231 (2002)
37. Solt G et al., in *9th Intern. Conf. μSR-2002, N-38, Williamsburg, USA, 2002*
38. Лыков Ф В, в сб. *Труды Междунар. конф. по физике низких температур HT-32* (Казань: Хатер, 2000) с. 76
39. Tripp J H et al. *Phys. Rev.* **180** 669 (1969)
40. Егоров В С ФТТ **30** 1253 (1988)
41. Osborn J A *Phys. Rev.* **67** 351 (1945)
42. Solt G et al. *Phys. Rev. B* **59** 6834 (1999)
43. Solt G et al. *Hyperfine Interact.* **104** 257 (1997)
44. Пудалов В М, в сб. *Электроны проводимости* (Под ред. М И Каганова, В С Эдельмана) (М.: Наука, 1985) с. 416
45. Craven J E *Phys. Rev.* **182** 693 (1969)
46. Гантмахер В Ф ЖЭТФ **44** 811 (1963) [Gantmakher V F *Sov. Phys. JETP* **17** 549 (1963)]
47. Гантмахер В Ф ЖЭТФ **46** 2028 (1964) [Gantmakher V F *Sov. Phys. JETP* **19** 1366 (1964)]
48. Пудалов В М, Хайкин М С ЖЭТФ **67** 2260 (1974) [Pudalov V M, Khaikin M S *Sov. Phys. JETP* **40** 1121 (1974)]
49. Stafleu M D, de Vroomen A R *Phys. Status Solidi B* **23** 676 (1967)
50. Stafleu M D, de Vroomen A R *Phys. Status Solidi B* **23** 683 (1967)
51. Roger W A, Woods S B J. *Phys. F* **6** 2289 (1976)
52. Vaughan R W, Elleman D D, McDonald D G J. *Phys. Chem. Solids* **31** 117 (1970)
53. Deacon J M, Mackinnon L *J. Phys. F* **3** 2082 (1973)
54. Гантмахер В Ф, частное сообщение
55. Larson C O, Gordon W L *Phys. Rev.* **156** 703 (1967)
56. Anderson J R, O'Sullivan W J, Schirber J E *Phys. Rev. B* **5** 4683 (1972)
57. Anderson J R, Lee J Y M, Stone D R *Phys. Rev. B* **11** 1308 (1975)
58. Ландау Л Д ЖЭТФ **7** 371 (1937); Landau L *Phys. Z. Sowjetunion* **11** 129 (1937)
59. Livingstone J D, de Sorbo W, in *Superconductivity* Vol. 2 (Ed. R D Parks) (New York: M. Dekker, 1969) p. 1235
60. Шарвин Ю В ЖЭТФ **33** 1341 (1958) [Sharvin Yu V *Sov. Phys. JETP* **6** 1031 (1958)]
61. Egorov V S et al., in *9th Intern. Conf. μSR-2002, Williamsburg, USA, 2002*
62. Egorov V S et al. *Phys. Rev. B* **64** 024524 (2001)
63. Мешковский А Г, Шальников К Д ЖЭТФ **17** 851 (1947)
64. Pugel E et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 2205 (1997)
65. Simpkins J E *Rev. Sci. Instrum.* **39** 570 (1968)
66. Гаспаров В А ЖЭТФ **68** 2259 (1975) [Gasparov V A *Sov. Phys. JETP* **41** 1129 (1975)]
67. Gasparov V A, Huguenin R *Adv. Phys.* **42** 393 (1993)
68. Зернов В Б, Шарвин Ю В ЖЭТФ **36** 1038 (1959) [Zernov V B, Sharvin Yu V *Sov. Phys. JETP* **9** 737 (1959)]
69. Kramer R B G et al. *Physica B* **362** 50 (2005)
70. Joseph A S, Thorsen A C *Phys. Rev.* **138** A1159 (1965)
71. Gordon A, Itskovsky M A, Wyder P *Phys. Rev. B* **59** 10864 (1999)
72. Kramer R B G et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 267209 (2005)
73. Peierls R *Surprises in Theoretical Physics* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1979) [Пайерлс Р *Сюрпризы в теоретической физике* (М.: Наука, 1988)]
74. van Leuven J A *J. Physique* **2** 361 (1921)
75. Вагнер И Д, частное сообщение
76. Teller E *Z. Phys.* **67** 311 (1931)
77. Bloch F "Molekulartheorie des Magnetismus", in *Handbuch der Radiologie* Vol. 2 (Leipzig: Akad. Verlogsgesellschaft, 1934) [Блох Ф *Молекулярная теория магнетизма* (Л.-М.: ОНТИ, 1936)]
78. Mineev V P *Phys. Rev. B* **75** 193309 (2007)
79. Mineev V P *Phys. Rev. B* **76** 209902(E) (2007)
80. Франк-Каменецкий Д А *Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат, 1968)
81. Егоров В С ФТТ **32** 684 (1990)
82. Егоров В С, Лыков Ф В ЖЭТФ **121** 191 (2002) [Egorov V S, Lykov F V *JETP* **94** 162 (2002)]
83. Егоров В С, Лыков Ф В, Репина О А *Письма в ЖЭТФ* **72** 28 (2000) [Egorov V S, Lykov F V, Repina O A *JETP Lett.* **72** 18 (2000)]
84. Kapitza P *Proc. R. Soc. London A* **135** 568 (1932)
85. Chandrasekhar B S *Phys. Lett.* **6** 27 (1963)
86. Thompson T E et al. *Phys. Rev. B* **4** 518 (1971)
87. Chandrasekhar B S et al., in *Proc. of LT10, VINITI, Moscow* Vol. 3 (1967) p. 328
88. White G K *Cryogenics* **1** 151 (1961)
89. Smith J F, Arbogast C L *J. Appl. Phys.* **31** 99 (1960)
90. Григорьев И С, Мейлихов Е З (Ред.) *Физические величины, справочник* (М.: Энерготомиздат, 1991) [Grigoriev I S, Meilikhov E Z (Eds) *Handbook of Physical Quantities* (Boca Raton, NY: CRC Press, 1996)]
91. Faber T E *Proc. R. Soc. London A* **248** 460 (1958)
92. Loucks T L, Cutler P H *Phys. Rev.* **133** A819 (1964)
93. Terrell J H *Phys. Rev.* **149** 526 (1966)
94. Watts B R *Proc. R. Soc. London A* **282** 521 (1964)
95. Лазарев Б Г, Канер Э А, Чеботарев Л В *ФНТ* **3** 808 (1977) [Lazarev B G, Kaner E A, Chebotarev L V *Sov. J. Low Temp. Phys.* **3** 394 (1977)]
96. Ashkenazi J et al. *Phys. Rev. B* **18** 4120 (1978)
97. Каганов М И, Лифшиц И М, Синельников К Д ЖЭТФ **32** 605 (1957) [Kaganov M I, Lifshits I M, Sinel'nikov K D *Sov. Phys. JETP* **5** 500 (1957)]
98. Алексеевский Н Е, Нижанковский В И ЖЭТФ **88** 1771 (1985) [Alekseevskii N E, Nizhankovskii V I *Sov. Phys. JETP* **61** 1051 (1985)]
99. Бровман Е Г, Каган Ю М УФН **112** 369 (1974) [Brovman E G, Kagan Yu M *Sov. Phys. Usp.* **17** 125 (1974)]
100. du Trémolet de Lacheisserie E, Gignoux D, Schlenker M (Eds) *Magnetism* (Norwell, Mass.: Kluwer Acad. Publ., 2002)
101. Gordon A, Vagner I D, Wyder P *Adv. Phys.* **52** 385 (2003)
102. Kramer R B G et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 187204 (2005)
103. Егоров В С, Препринт ИАЭ-2754 (М.: ИАЭ, 1976)
104. Plummer R D, Gordon W L *Phys. Rev. Lett.* **13** 432 (1964)
105. Knecht B et al. *J. Low Temp. Phys.* **29** 499 (1977)
106. Plummer R D, Gordon W L *Phys. Lett.* **20** 612 (1966)
107. Rüdt C et al. *Phys. Rev. B* **69** 014419 (2004)
108. Gordon A, Logoboy N, Joss W *Phys. Rev. B* **69** 174417 (2004)
109. Kramer R B G, Egorov V S, Jansen A G M, Joss W, arXiv.org/abs/1005.2047
110. Gordon A et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 2787 (1998)
111. Champel T, Mineev V P *Philos. Mag. B* **81** 55 (2001)
112. Solt G *Solid State Commun.* **118** 231 (2001)
113. Kramer R B G, Egorov V S, Gasparov V A, Jansen A G M, Joss W, arXiv.org/abs/1003.4822

Diamagnetic (Condon) domains

V.S. Egorov

Russian Research Centre "Kurchatov Institute", pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-499) 196-71 06. E-mail: egorov@issph.kiae.ru

This paper is the first systematic review of experimental research on diamagnetic (aka Condon) domains that form in nonmagnetic metals at low temperatures due to the development of Landau levels. A variety of methods were used to study the domains. Muon spectroscopy studies showed such domains to be present in all metals studied, pointing to the universal nature of the phenomenon. For silver, the domain structure size as measured by Hall microsensors turned out to be an order of magnitude larger than expected. In beryllium it is found that domains do not come to the surface but rather remain in the bulk of the crystal. The magnetostriction of beryllium during domain formation is measured. It is shown that magnetization current in a domain wall is entirely due to the charge density gradient in the wall, due to the lattice being deformed oppositely in neighboring domains. It is observed for the first time that the de Haas – van Alphen effect exhibits hysteresis at the transition to the domain state, and this fact is used for the experimental determination of the phase diagrams for the domain states of silver and beryllium.

PACS numbers: 75.20.-g, 75.60.-d, 75.80.+q

DOI: 10.3367/UFNr.0180.201008a.0785

Bibliography — 113 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **180** (8) 785 – 820 (2010)

Received 20 January 2010, revised 28 February 2010
Physics – Uspekhi **53** (8) (2010)