

АНОМАЛЬНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ И МАГНИТОСТРИКЦИЯ БЕРИЛЛИЯ В УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ДИАМАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ

В.С.Егоров¹⁾, Ф.В.Лыков, О.А.Репина

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 мая 2000 г.

На монокристаллическом образце бериллия в форме пластинки, нормальной направлению магнитного поля, измерены осцилляции магнитоотрицательности. В диапазоне 2–5 Тл и при температуре 1.5 К, то есть в области формирования диамагнитных доменов (доменов Кондона), стрикция имеет вид пилообразного сигнала, который соответствует чередованию однородного и неоднородного (доменного) состояния. Возникновение доменной структуры сопровождается аномальным увеличением сжимаемости: осцилляции этого коэффициента более чем в 100 раз превышают следующую из стандартной теории величину. Кроме того, анализ результатов показывает, что толщина доменной стенки должна увеличиваться с ростом толщины пластинки.

PACS: 62.20.Dc, 71.18.+y, 75.60.Ch, 75.80.+q

В 1963 г. Чандрасекар впервые предположил [1], что осцилляции намагниченности – эффект де Гааза-ван Альфена (дГВА) – должны всегда сопровождаться одновременными осцилляциями магнитоотрицательности. За короткий период были выполнены эксперименты по наблюдению осцилляций магнитоотрицательности на образцах Ag, As, Bi, Cd, Cu, Ga, Sb, Sn и Zn [2]. В бериллии такие эксперименты также производились [3], причем образцы имели различную ориентацию. И в работе [3], и, как правило, во всех остальных случаях размагничивающий фактор образцов был много меньше единицы, что естественно в измерениях эффекта дГВА. Поэтому диамагнитных доменов в образцах не возникало.

Целью нашей работы было исследовать стрикцию в условиях образования диамагнитных доменов [4], то есть когда, во-первых,

$$-\frac{\partial^2 \bar{\Omega}}{\partial B^2} = \frac{\partial M}{\partial B} > \frac{1}{4\pi} \quad (1)$$

(здесь $\bar{\Omega}$ – осциллирующая часть энергии электронного газа, B – индукция магнитного поля в образце, M – намагниченность) и, во-вторых, размагничивающий фактор образца в направлении внешнего магнитного поля близок к единице.

Поскольку период осцилляций δB пропорционален B^2 и поэтому увеличивается быстрее, чем амплитуда $M(B)$, условие (1) ограничивает сверху интервал магнитных полей, где образуются домены. В то же время, расстояние между уровнями Ландау должно быть существенно больше температуры, то есть $\hbar\omega \gg kT$, что требует достаточно низких температур, и, кроме того, магнитное поле должно быть достаточно сильным, чтобы это расстояние было больше ширины уровня Ландау \hbar/τ , иными словами, должно быть $\omega\tau > 1$. Здесь ω – циклотронная частота электронов проводимости в данном поле, τ – время свободного пробега электронов в данном

¹⁾ e-mail: egorov@isssp.kiae.ru

образце. Таким образом, нижняя граница указанного интервала полей определяется не только температурой, но и качеством образца. В этом интервале в образце периодически будут возникать домены, в каждом из которых вектор намагниченности направлен либо по, либо против направления внешнего магнитного поля.

Ранее в бериллии уже было обнаружено возникновение доменов Кондона, в том числе в исследованиях магнитопробойных осцилляций термоэдс и сопротивления, а также в измерениях мюон-спинового резонанса (μSR) при температурах 0.8–4.2 К в области магнитных полей H до 3 Тл [5, 6]. Результаты этих измерений продемонстрировали возникновение в исследованном образце диамагнитной доменной структуры вплоть до $T \leq 3$ К. Нами были проведены измерения осцилляций размера того же монокристалла бериллия в условиях образования диамагнитных доменов.

Бериллиевый монокристалл представлял собой пластину с размерами $11 \times 9 \times 1.8$ мм, вырезанную таким образом, что гексагональная кристаллографическая ось направлена вдоль короткой стороны. Отношение удельных сопротивлений при комнатной температуре и при жидком гелии $\rho_{300}/\rho_{4.2} \approx 300$. Производилось измерение осцилляций размера образца $\delta l \equiv \epsilon l$ вдоль его длинной стороны. Для этого образец был помещен в dilatометр (см. рис.1), действующий по принципу измерения емкости плоского конденсатора. Так как соответствующая грань образца имела малые размеры, то было бы затруднительно использовать ее в качестве подвижной обкладки конденсатора, как это обычно делается, например, в [7]. Поэтому подвижная обкладка была выполнена в виде отдельной подпружиненной пластины с заостренным выступом, в который упирался образец. В противоположную грань упирался регулировочный винт, посредством которого можно было немного перемещать образец и тем самым добиваться желаемого расстояния между обкладками конденсатора и емкости, соответствующей максимальной разрешающей способности моста. Образец в dilatометре располагался в центре сверхпроводящего соленоида. Магнитное поле было параллельно гексагональной оси образца и, соответственно, нормально к плоскости пластинки. Следует заметить, что на данном образце при этих же температурах и в этом же соленоиде ранее [5] наблюдались магнитопробойные осцилляции сопротивления и термоэдс, характер зависимости которых от магнитного поля соответствовал возникновению диамагнитных доменов. Это давало основание полагать, что и в данных измерениях, несмотря на отсутствие дополнительного контроля, в том же интервале магнитных полей и температур точно так же возникали диамагнитные домены.

Измерения с помощью полуавтоматического моста TESLA BM484 проводились как в жидком гелии (нормальном или сверхтекучем), так и в его парах. При этом результаты значительно различались уровнем и характером шумов. Наиболее благоприятной для измерения была ситуация, когда dilatометр оказывался над уровнем гелия. При 1.5 К шум составлял $\sim 0.5 \cdot 10^{-3}$ пФ, что при значении емкости ~ 100 пФ и, соответственно, зазора $\sim 10^{-3}$ см соответствовало относительной деформации образца $\epsilon \equiv \delta l/l \sim 5 \cdot 10^{-9}$.

Измерения магнитострикции были проведены в магнитных полях от 10 до 70 кЭ при гелиевых температурах. Наиболее характерные результаты приведены на рис.2. Зависимости стрикции от внешнего магнитного поля при $T = 4.2$ К, а также в небольших полях хорошо согласуются с результатами, полученными ранее [3]. Эти обычные по виду зависимости почти идентичны осцилляциям магнитного момента

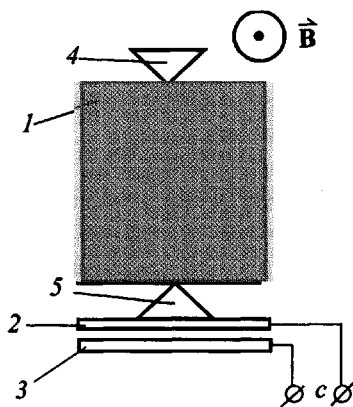


Рис.1. Схема монтажа образца в dilatометре: 1 – монокристалл бериллия, магнитное поле и гексагональная ось образца нормальны плоскости рисунка; 2 – подвижная подпружиненная обкладка конденсатора; 3 – неподвижная обкладка конденсатора; 4 – острие регулировочного винта; 5 – выступ подвижной обкладки; C – измеряемая емкость

с характерными для бериллия биениями (рис.2а). Вместе с тем, при температуре 1.5 К и в области полей от 25 до 55 кЭ, то есть в тех условиях и в том интервале полей, когда в образце образуются диамагнитные домены, наблюдается гораздо более сложная картина сигнала. А именно, начиная с области поля $H \sim 25$ кЭ вблизи максимумов размера появляются сначала небольшие провалы в амплитуде (рис.2б), фактически видны двойные максимумы. По мере роста магнитного поля глубина этих провалов также растет. В диапазоне полей от 39 до 42 кЭ провалы оказываются сравнимыми со стрикцией, так что наблюдаемая частота осцилляций становится как бы удвоенной (рис.2с). При дальнейшем росте поля осцилляции приобретают обычную форму осцилляций магнитного момента.

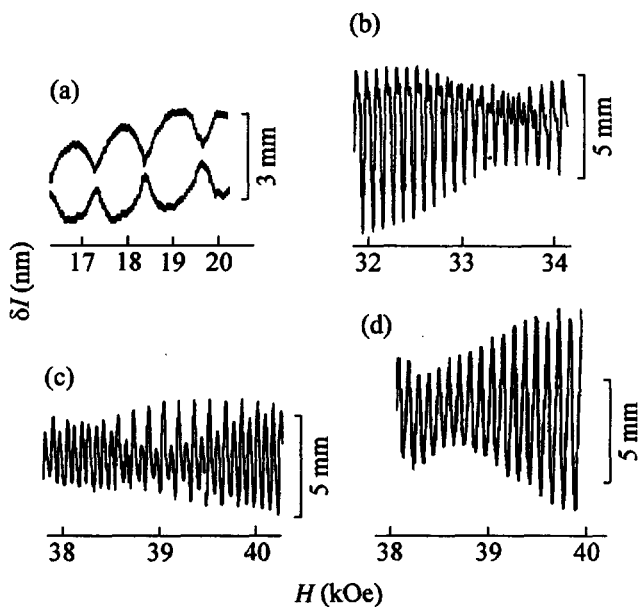


Рис.2. Осцилляции размера образца от магнитного поля при $T = 1.5$ К: (а)–(с) получены в схеме измерений, которая изображена на рис.1, на рис.(а) высокая частота осцилляций не видна, показана только огибающая от пика до пика, (д) – с прокладками, подложенными под острия. Справа от каждой кривой помещен масштабный отрезок

Мы предположили, что описанная аномалия вызвана двумя факторами: возникновением доменов и локальной неоднородной деформацией под острием. Аналогичные измерения были повторены с подложенными под острия медными прокладками.

В результате “обычные” зависимости остались практически без изменений, а аномальное поведение полностью исчезло. В области доменов имеет место пилообразный сигнал, и его амплитуда стала заметно больше (рис.2d). Это означает, что в данном случае следует учесть, что кроме обычного сигнала стрикции $\delta l = \epsilon l$, в принципе, должна иметь место дополнительная осциллирующая деформация

$$\delta l' = \tilde{h}_0 + \tilde{h}, \quad (2)$$

обусловленная нагрузкой, пусть и очень небольшой, и осцилляциями сжимаемости. Здесь h_0 – статическая однородная деформация под равномерно распределенной нагрузкой, h – глубина прогиба участка поверхности кристалла (“ямка”) под медным острием, а $\tilde{h}_0 + \tilde{h}$ – осциллирующий вклад от этих деформаций, пропорциональный амплитуде осцилляций коэффициента сжимаемости и сдвинутый по фазе на $\pi/2$ относительно осцилляций стрикции. Рассчитанная глубина прогиба (решение подобной задачи есть в [8]) $h \sim 1.5 \cdot 10^{-5}$ см, а величина $h_0 \sim 2 \cdot 10^{-6}$ см (при нагрузке ~ 10 Н). Без доменов этот осциллирующий вклад в измеряемый сигнал $\sim 1\%$ (гармоническое приближение) и не заметен. При образовании доменной структуры, то есть смеси двух фаз различной плотности, сжимаемость возрастает. В результате острие, упирающееся в образец, периодически “проваливается” в этот образец. (Заметим, что бериллий – один из самых жестких металлов.) Если принять, что при $H \sim 40$ кЭ (рис.2с) осцилляции глубины “ямки” и стрикции становятся одного порядка, то этому соответствует возрастание осцилляций коэффициента сжимаемости в ~ 100 раз. С использованием прокладок мы имеем только равномерно распределенную нагрузку, и в этом случае осцилляции $\delta l' \sim \tilde{h}_0 \sim 10^{-1} \delta l$ и также сдвинуты на $\pi/2$ относительно ϵ . Этот вклад можно было бы, в принципе, наблюдать, но лишь существенно увеличивая нагрузку, а так он практически незаметен.

Нет сомнения в том, что в однородной фазе, диа- или парамагнитной, деформация изотропна в базисной плоскости. При возникновении доменов “новой” фазы, пока этой новой фазы настолько мало, что она состоит, скорее всего, из отдельных включений, деформацию также можно считать изотропной. Однако по мере увеличения объема новой фазы очень “быстро” должен произойти переход в ламинарную структуру, как более выгодную энергетически. Это хорошо видно на примере поведения “доменов” в промежуточном состоянии сверхпроводника 1-го рода [9], где отдельные нитевидные включения существуют только очень близко к переходу в нормальное состояние.

В ламинарной структуре уже нельзя считать безусловным, что каждая фаза локально изотропна. Ведь в таком случае разница в деформации в соседних доменах будет “накапливаться” вдоль межфазной границы, что должно приводить к сдвиговым напряжениям и повышению энергии. Конечно, гораздо выгоднее необходимую разницу в деформации реализовать только за счет деформации, нормальной к границе. В этом случае возникнет анизотропная деформация в доменах, хотя в среднем по кристаллу, если нет выделенного направления, ситуация должна остаться изотропной за счет мозаичности в ориентациях ламинарных участков, как это и наблюдается в аналогичной ситуации в промежуточном состоянии сверхпроводника 1-го рода [9]. Этот сценарий представляется вполне правдоподобным еще и потому, что позволяет отчасти объяснить такой колоссальный рост коэффициента сжимаемости при образовании доменной структуры. Локальная аномальная деформация

под острием может происходить лишь за счет переориентации и перераспределения анизотропных доменов.

В любом случае остается разница в деформации в соседних доменах в направлении магнитного поля. Это обстоятельство заставляет сделать вывод, что "толщина" доменной стенки не может не увеличиваться при увеличении толщины кристалла. Это не совпадает с установившимся ранее предположением, что междоменная стенка имеет толщину порядка ларморовского диаметра [10].

Авторы благодарны Е.П.Красноперову и С.В.Варюхину за обсуждение результатов. Работа поддержана грантом РФФИ # 98-02-17142.

-
1. B.S.Chandrasekhar, Phys. Letters **6**, 27 (1963).
 2. T.E.Thomson, P.R.Aron, B.S.Chandrasekhar et al., Phys. Rev. **B4**, 518 (1971).
 3. B.S.Chandrasekhar, E.Fawcett, D.M.Sparlin, and G.K.White, Proc. of LT10, VINITI, Moscow, **3**, 1967, p.328.
 4. Д.Шенберг, *Магнитные осцилляции в металлах*, М.: Мир, 1986. (D.Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals*, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1984).
 5. В.С.Егоров, Е.П.Красноперов, Ф.В.Лыков и др., ФТТ **40**, 524 (1998).
 6. G.Solt, C.Baines, V.S.Egorov et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 2575 (1996).
 7. G.K.White, Cryogenics **1**, 151 (1961).
 8. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теория упругости*, М.: Наука, 1965.
 9. T.E.Faber, Proc. Roy. Soc. **A248**, 460 (1958).
 10. А.А.Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.