

ЗАТУХАНИЕ ГЕЛИКОНОВ В МЕТАЛЛЕ С ДИАМАГНИТНЫМИ ДОМЕНАМИ

В.И.Божко, Е.П.Вольский

Сильный рост затухания геликонов при повышении температуры ниже 1К наблюдался на монокристаллах алюминия в магнитном поле выше 25 кГс. Аналогичный эффект обнаружен и на монокристалле меди.

Влияние перехода металла в состояние с диамагнитными доменами [1] на характеристики геликоновых волн ранее не исследовалось. Экспериментальная работа такого рода затрудняется необходимостью приготовления весьма совершенных, однородных по своей кристаллической структуре, образцов.

Основная часть данной работы была выполнена на монокристаллических образцах алюминия, имевших форму прямоугольных пластинок с размерами $8 \times 8 \times 1,2$ и $4 \times 4 \times 1,2$ мм³. Для приготовления этих образцов были использованы современные металлофизические методы получения и контроля качества монокристаллов: метод рекристаллизации после критической деформации [2] и рентгеновские методы, связанные с применением острофокусных источников [3]. В результате были получены образцы, у которых максимальная разориентация каких-либо областей на площади около 1 см^2 была меньше 1° , и температура Дингла для γ -орбит равнялась $0,05 - 0,1 \text{ К}$.

Измерения, результаты которых здесь сообщаются, были выполнены в интервале температур $0,45 - 4,2 \text{ К}$, в магнитном поле до 60 кГс . Экспериментальная установка и методика измерений такие же, как в работе [4].

Переходя к описанию результатов, отметим прежде всего чрезвычайно большую амплитуду осцилляций резонансной частоты образца в функции магнитного поля, происходящих от экстремальных сечений дырочной поверхности Ферми алюминия. При температуре $1,3 \text{ К}$ и направлении магнитного поля вдоль оси [111] эти осцилляции были видны начиная с 20 кГс , причем мы не наблюдали каких-либо биений на этих осцилляциях. По-видимому, биения, о которых сообщалось в работе [5], были связаны с какими-то несовершенствами кристалла.

Эффект, описанию которого посвящена данная работа, иллюстрируется серией экспериментальных записей на рис. 1, сделанных в магнитном поле около 48 кГс , направленном вдоль оси [111] с точностью до 1° . На верхней кривой, представляющей собою запись зависимости $f_{\text{рез}}(H)$, показаны точки вдоль периода одной осцилляции от дырочной поверхности Ферми, в которых производилась запись резонансной кривой образца в функции частоты.

При понижении температуры вначале, в полном соответствии с формулой (33) из работы [6], наблюдается увеличение амплитуды осцилляций как резонансной частоты, так и высоты резонансного максимума

(без существенного изменения добротности резонанса). При температуре около 1,1К картина резко меняется (см. рис. 1). Добротность резонансов в точках вблизи минимума осцилляции резонансной частоты образца падает. При дальнейшем понижении температуры эффект усиливается. В точках, соответствующих максимуму резонансной частоты наблюдается рост сателлитных пиков и их сближение по частоте с основным резонансом.

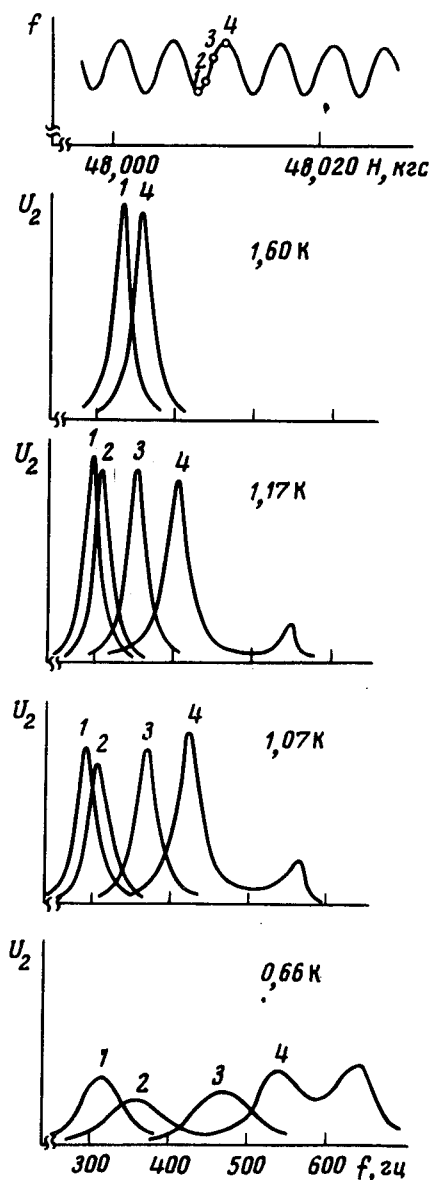


Рис. 1. Резонансные кривые первого номера резонанса геликонов при различных температурах при фиксации магнитного поля в точках 1, 2, 3, 4 вдоль периода одной осцилляции на верхней кривой. Верхняя кривая зависимость резонансной частоты образца от магнитного поля при $T = 1,3\text{К}$. Образец алюминия $4 \times 4 \times 1,2 \text{ мм}^3$, магнитное поле параллельно оси [111] и составляет угол 40° с нормалью к поверхности

Экспериментальные точки на рис. 2 представляют собою результат обработки серии кривых для одного образца алюминия, часть которых показана на рис. 1. Ключ к интерпретации эффекта дает, как нам кажется, поведение резонансных частот образца в максимуме и минимуме осцилляций (рис. 2,б).

В рассматриваемом случае, когда магнитное поле параллельно оси симметрии и, следовательно, магнитный момент параллелен магнитному полю внутри металла, резонансная частота пропорциональна осциллирующему множителю [7]:

$$f_{\text{рез}} = f_0 \left(1 - 4\pi \frac{\partial M}{\partial B} \sin^2 \theta\right)^{1/2},$$

где θ — угол между магнитным полем и нормалью к поверхности образца.

На рис. 2, б поведение экспериментальных точек сопоставляется с температурной зависимостью, полученной подстановкой в вышеприведенную формулу значений $\partial M / \partial B$, рассчитанных согласно работе Лифшица и Косевича [8] для $m^* = 1,3 m_0$ (сплошные и пунктирная кривые).

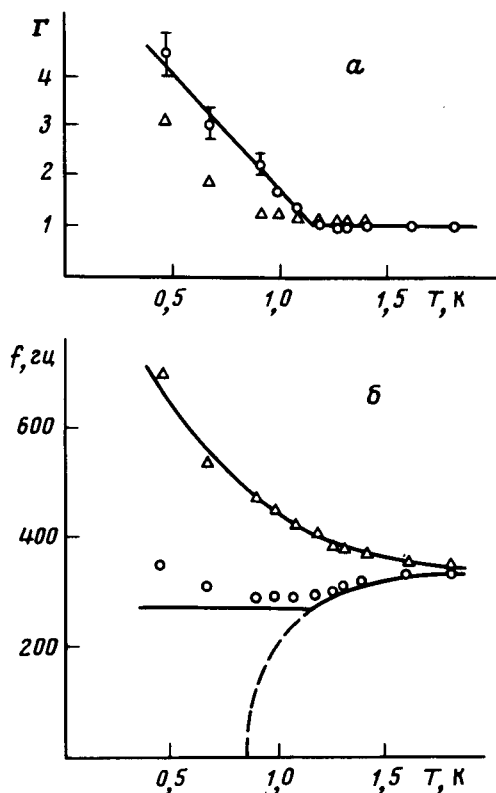


Рис. 2. Температурные зависимости затухания (относительная ширина резонанса) и резонансной частоты геликона в максимуме — Δ и в минимуме — \circ осцилляции для серии кривых на рис. 1

Отрезок горизонтальной прямой соответствует значению $f_{\text{рез}}$ при $4\pi \frac{\partial M}{\partial B} = 1$. Мы видим, таким образом, что при той же температуре, при которой начинается рост затухания геликона в минимуме осцилляций¹⁾ (рис. 2, а), резонансная частота в минимуме осцилляций подходит к значению, соответствующему установлению в образце доменной структу-

¹⁾ Рост затухания в максимуме осцилляции связан по-видимому, с неоднородностью магнитного поля вдоль образца.

ры, и далее слабо зависит от температуры, что согласуется с поведением $\partial M/\partial B$ образца при наличии в нем доменов [1].

Описанное явление мы наблюдаем в алюминии при любых направлениях магнитного поля, при которых осцилляции от дырочной поверхности Ферми второй зоны имели достаточно большую величину. Предварительные опыты с медным образцом в магнитном поле вдоль оси [100] обнаружили тот же самый эффект.

Поскольку теории, описывающей электродинамику геликонов в металле с диамагнитными доменами, нет, мы не можем дать интерпретацию многих наших результатов (например, поведение сателлитного резонанса). Да и природа основного эффекта — роста затухания геликона нам не ясна, хотя его связь с установлением доменной структуры в образце представляется достаточно очевидной.

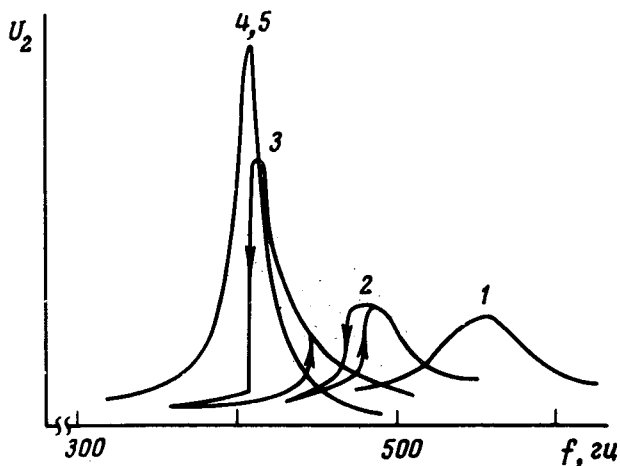


Рис. 3. Резонансные кривые для образца алюминия $8 \times 8 \times 1,2 \text{ мм}^3$ в магнитном поле около 48 кГс , параллельном [111] и фиксированном вблизи максимума осцилляции при $T = 0,65 \text{ К}$. Средняя по образцу амплитуда поля геликона: 1 — $\ll 0,15 \text{ Гс}$, 2 — $1,5 \text{ Гс}$, 3 — 5 Гс , 4 — 15 Гс , 5 — 50 Гс . Период осцилляций — $5,5 \text{ Гс}$

Отметим еще существенную нелинейность эффекта, т.е. зависимость от амплитуды поля геликона, наглядно иллюстрируемую экспериментальными кривыми на рис. 3.

Описанный здесь эффект, по-видимому, уже наблюдался нами ранее [9]. Однако, значительная мозаичность кристалла, использовавшегося в работе [9], привела к наложению специфических паразитных эффектов [10] и ошибочной интерпретации.

Литература

- [1] J.H.Condon. Phys. Rev., 145, 526, 1966.
 - [2] E.Nes, B.Nøst. Phil. Mag., 13, 855, 1966.
 - [3] V.V.Aristov, E.V.Shulakov. J. Appl. Cryst., 8, 445, 1975.
 - [4] В.И.Божко, Е.П.Вольский. ЖЭТФ, 72, 257, 1977.
 - [5] I.R.Anderson, S.S.Lane. Phys. Rev., B2, 298, 1970.
 - [6] Е.П.Вольский. ЖЭТФ, 69, 1312, 1975.
 - [7] Е.П.Вольский, В.Т.Петрашов. Письма в ЖЭТФ, 7, 427, 1968.
 - [8] И.М.Лифшиц, А.М.Косевич. ЖЭТФ, 29, 738, 1955.
 - [9] В.И.Божко, Е.П.Вольский. Письма в ЖЭТФ, 20, 703, 1974.
 - [10] В.И.Божко, Е.П.Вольский. ФММ, 40, 864, 1975.
-