

РОЛЬ МАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОСЦИЛЛЯЦИЯХ МАГНИТОСТРИКЦИИ ОЛОВА

В.М. Пудалов

В условиях магнитного взаимодействия, $4\pi |\partial M / \partial H| \sim 1$, анализ формы квантовых осцилляций магнитострикции дает возможность найти амплитуду осцилляций магнитного момента и все параметры, ее определяющие. Такое одновременное измерение на одном образце и в ходе одного опыта U_{ik} и M позволило по результатам произведенного на олове при $T = 0,37^\circ\text{K}$ эксперимента определить зависимости площадей сечений δ_1^1 и δ_1^2 поверхности Ферми и поля пробоя от деформации решетки.

Известно, что для получения количественных данных о сжимаемости экстремального сечения $\partial \ln S / \partial \sigma_{ik}$ поверхности Ферми (ПФ) из измерений осциллирующей магнитострикции U_{ik} , необходимо одновременное с U_{ik} измерение осциллирующей части магнитного момента M .

Ранее [1] нами сообщалось о наблюдении при $T = 1,4^\circ\text{K}$ на олове осцилляций U_{ik} , связанных с двумя экстремальными сечениями δ_1^1 и δ_1^2 дырочной части ПФ олова в III зоне [2]. При более низких температурах и высоком качестве образца удается реализовать условие $4\pi |\partial M / \partial H| \sim 1$, когда становится существенным вклад M в величину индукции B , ответственной за образование уровней Ландау [3]. Нелинейность этого явления усложняет спектр наблюдаемых осцилляций так, что само соотношение спектральных составляющих определяется магнитным моментом. Анализ формы осцилляций U_{ik} позволяет найти не только величину M , но и неизвестные параметры, ее определяющие; кривизну экстремального сечения ПФ $\partial^2 S / \partial k_z^2$, усредненный для экстремального сечения g -фактор, температуру Дингла T_D .

В этих условиях U_{ik} может быть разложена в ряд по функциям перестроенного спектра осцилляций

$$U_{ik} = \sum_j \tilde{U}_{ik}^{(j)} \quad (1), \quad \tilde{U}_{ik}^{(j)} = - \frac{\partial \tilde{\omega}_j}{\tilde{\omega}_j \partial \sigma_{ik}} H \tilde{M}_j. \quad (1')$$

Здесь $\tilde{\omega}_j$ – j -я комбинация частот "затравочного" спектра Лифшица – Косевича [4], а \tilde{M}_j находятся путем решения нелинейного уравнения [3].

Анализ осцилляций U_{ik} , связанных с экстремальным сечением δ_1^1 дырочной ПФ олова в III зоне усложняется магнитным пробоем, связывающим это сечение с дырочной частью ПФ в IV зоне [2]. Выражение для осцилляций термодинамического потенциала Φ найдено в [5]. Деформация решетки в базисной плоскости снимает двукратное вырож-

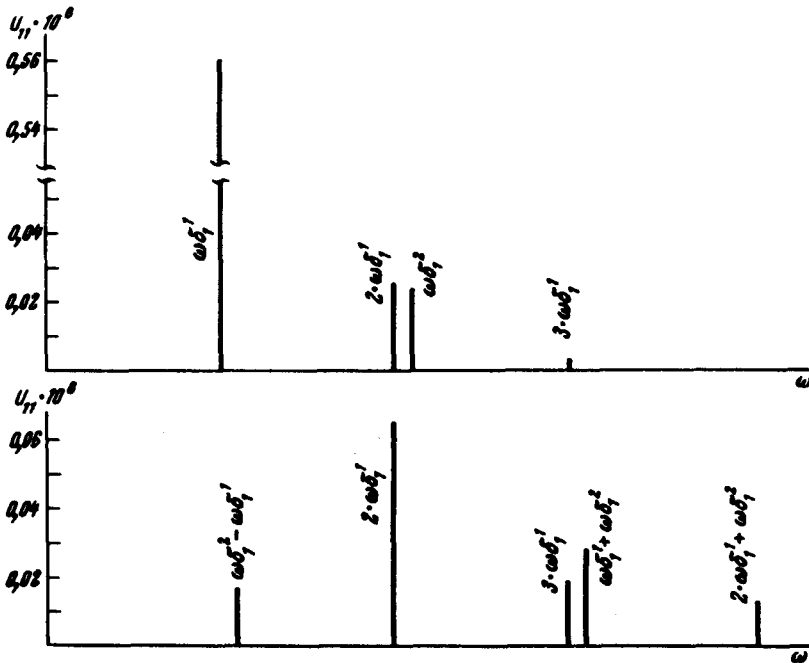
дение энергии в точке Х зоны Бриллюэна [6] и поэтому при дифференцировании

$$U_{ik} = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ik}} \right) \quad (2)$$

необходимо учитывать также и изменение межзонной энергетической щели $c_g(\sigma_{ik})$. Таким образом ряд (1), кроме членов типа (1'), содержит члены, описывающие осцилляции в фазе с Φ :

$$\tilde{U}_{ik}^{(j')} = \frac{\partial \ln H_0}{\partial \sigma_{ik}} \frac{H_0}{H} \frac{\exp(-H_0/H)}{[1 - \exp(-H_0/H)]} \tilde{\Phi}^{(j')} \quad (3)$$

Здесь H_0 – характерное поле пробоя.



Спектр осцилляций $U_{||}$ в поле 6 кэ при $T = 0,37^\circ\text{К}$. Верхняя часть рисунка – "затравочный спектр" [4], нижняя часть рисунка – новые спектральные компоненты, появляющиеся вследствие магнитного взаимодействия

Эксперимент

Измерения производились аналогично [1], в диапазоне поля $4 \div 9$ кэ. При направлении магнитного поля $\mathbf{H} \parallel [001]$ измерялись осцилляции от двух экстремальных сечений ПФ δ_1^1 и δ_1^2 [2]. 2550 экспериментальных точек $U_{||}(H; T = 0,37^\circ\text{К})$ и 1530 точек $U_{||}(H; T = 1,4^\circ\text{К})$ вводились с перфоленты в ЭВМ БЭСМ-6. Далее производилась аппроксимация методом наименьших квадратов функциями перестроенного спектра (1),

(1*), (3) с восемью неизвестными параметрами:

$$g(\delta_1^1); g(\delta_1^2); \frac{\partial \ln S(\delta_1^1)}{\partial \sigma_{\parallel}}; \frac{\partial \ln S(\delta_1^2)}{\partial \sigma_{\parallel}}; T_D; H_o; \frac{\partial \ln H_o}{\partial \sigma_{\parallel}}; \frac{\partial^2 S(\delta_1^1)}{\partial k_z^2}$$

и при следующих исходных условиях: 1) вводилась единая T_D для двух сечений, 2) использовались измеренные в [7] значения эффективных масс $\mu(\delta_1^1) = 0,10$ и $\mu(\delta_1^2) = 0,16$, 3) кривизна сечения δ_1^2 была найдена независимо, по данным работы, [2] $(\partial^2 S / \partial k_z^2)_{[001]} = -1,96 \pm 0,1$.

Экстрем. сечение	$\frac{\partial \ln S}{\partial \sigma_{\parallel}} \cdot 10^{12}$ см ² /дин	$\frac{\partial^2 S}{\partial k_z^2}$	$g\mu^*$	H_o кэ	$\frac{\partial \ln H_o}{\partial \sigma_{\parallel}} \cdot 10^{12}$ см ² /дин	$T_D, ^\circ\text{K}$
δ_1^1	$-8,8 \pm 0,3$	$0,12 \pm 0,01$	$1,62 \pm 0,01$ $2,38 \pm 0,01$	7,3	$(1,5 \pm 0,3) \cdot 10^4$	0,28
δ_1^2	$-1,0 \pm 0,3$	$-1,96 \pm 0,10$	$1,53 \pm 0,02$ $2,47 \pm 0,03$	-	-	0,28

* Два возможных значения g -фактора соответствуют главным значениям аргумента $\left(\frac{\pi}{2} g\mu\right)$ [4].

Найденные в результате расчета значения параметров приведены в таблице. Различие результатов независимой обработки данных при $T = 0,37^\circ\text{K}$ и $T = 1,4^\circ\text{K}$ позволило оценить ошибки параметров таблицы. На рисунке изображен спектр осцилляций U_{\parallel} в условиях $4\pi|\partial M / \partial H| \approx 0,26$. В силу того что группа симметрии недеформированной решетки олова [6] содержит три набора зеркальных плоскостей, все первые производные от S и H_o по U_{ik} с $i \neq k$ обращаются в нуль. Кроме того, деформация U_{33} не снимает вырождения в точке X и, следовательно, $\frac{\partial \ln H_o}{\partial U_{33}} \ll \frac{\partial \ln H_o}{\partial U_{\parallel}}$. Поэтому результаты данной работы (таблица) совместно с результатами прямых измерений зависимости S от σ_{33} [8] и значениями компонент тензора упругости [9] позволяют перейти от производных по σ_{ik} к производным по деформации решетки U_{ik} :

$$\frac{\partial \ln S(\delta_1^1)}{\partial U_{33}} = +17,2,$$

$$\frac{\partial \ln S(\delta_1^1)}{\partial U_{\parallel}} = -4,7,$$

$$\frac{\partial \ln S(\delta_1^2)}{\partial U_{33}} = + 3,4, \quad \frac{\partial \ln S(\delta_1^2)}{\partial U_{II}} = - 0,04, \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial \ln H_0}{\partial U_{II}} \right) = + 1,8 \cdot 10^4$$

Знаки и величина производных $\frac{\partial \ln S}{\partial U_{ik}}(\delta_1^1)$ согласуются с представлениями модели почти свободных электронов. Значение последнего из параметров (4) на порядок превосходит величину, получаемую путем грубой оценки

$$\frac{\partial \ln H_0}{\partial U_{II}} \sim 2 \frac{\partial \epsilon_g}{\epsilon_g \partial U_{II}} \sim 2 \frac{\epsilon_F}{\epsilon_g}$$

Отсюда также следует, что при одноосном сжатии $\sigma_{II} \sim 10^2$ атм должно произойти слияние дырочных поверхностей III и IV зоны вдоль линии XL зоны Бриллюэна [2].

Автор благодарен П.Л.Капице за интерес к работе, М.С.Хайкину, В.С.Эдельману, А.П.Володину, А.П.Кочкину, И.Я.Краснополюну, С.М.Черемисину – за обсуждение результатов.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 марта 1974 г.

Литература

- [1] В.М.Пудалов, М.С.Хайкин. Письма в ЖЭТФ, **15**, 14, 1972.
- [2] I.E.Craven, R.W.Stark. Phys. Rev., **168**, 849, 1968.
- [3] А.Пиппард. Сб. Физика металлов. М., изд. Мир, 1972.
- [4] И.М.Лифшиц, А.М.Косевич, ЖЭТФ, **29**, 730, 1955.
- [5] А.П.Кочкин. ЖЭТФ, **54**, 603, 1968.
- [6] S.Mase. J. Phys. Soc. of Japan, **14**, 1538, 1959.
- [7] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, **42**, 27, 1962.
- [8] I.M.Perz, R.H.Aum. Can. J. of Phys., **49**, 1, 1971.
- [9] I.A.Rayne, B.S.Chandrasekhar. Phys. Rev., **120**, 1658, 1960.