

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ФЕРМИ-ПОВЕРХНОСТЬ АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ХРОМА

*Л.И.Винокурова, А.Г.Гапотченко, Е.С.Ицкевич,
Э.Т.Кулатов, Н.И.Куликов*

Методом де Гааза – ван Альфена измерено изменение под давлением сечений ферми-поверхности антиферромагнитного хрома. Получена сильная зависимость волнового вектора волны спиновой плотности от давления.

Ферми-поверхность (ФП) антиферромагнитного (АФМ) хрома имеет чрезвычайно сложный вид, в основном вследствие несоразмерности волнового вектора Q незатухающей волны спиновой плотности (ВСП)

и периодичности кристаллической решетки: $Q = 2\pi/a_0 (1 - \delta_0, 0, 0)$

$\delta_0 \approx 0,05$, ВСП связана с магнитным упорядочением [1]. Эта несоответственность вызывает сильное усложнение ФП АФМ хрома, которое обычно описывается путем "наложений" расчетной ФП высокотемпературной парамагнитной фазы хрома (см., например, [2]). Такая картина позволяла в определенной мере интерпретировать измеренные частоты эффекта де Гааза — ван Альфена (ДГВА) [2, 3].

Для построения модели ФП АФМ хрома необходимы исследования ее зависимости от межатомного расстояния, тем более, что имеются соответствующие расчетные данные. В работе [2] Куликов вычислил некоторые барические коэффициенты (БК) для ФП хрома.

Мы провели исследования эффекта ДГВА у АФМ хрома под давлением до 11 кбар. Следует заметить, что превращение в АФМ фазу при отсутствии внешнего магнитного поля, как это было в данном эксперименте, приводит к многодоменной структуре с разной ориентацией Q . Сжатие создавалось с помощью камеры фиксированного давления [4]. Осцилляции ДГВА измерялись модуляционным методом в магнитных полях до 80 кЭ при $T = 1,5\text{К}$. Направление магнитного поля H во время измерений было параллельно кристаллографической оси $\langle 100 \rangle$.

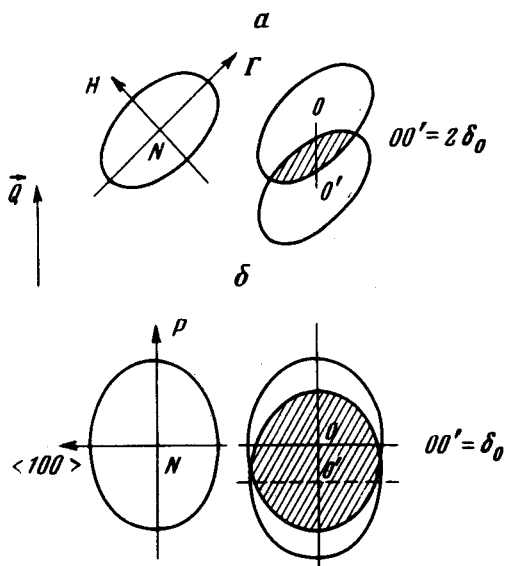


Рис. 1. а — Образование ζ -орбиты при пересечении второго порядка парамагнитных эллипсоидов; б — образование ν -орбиты при пересечении первого порядка

При нормальном давлении были обнаружены две частоты ДГВА, значения и амплитуды которых находятся в согласии с результатами работы [5], где также проводились измерения без охлаждения в магнитном поле. Эти частоты совпадают с частотами работы [3] и идентифицируются следующим образом: 1) частота $F_\zeta = 4,25$ МГц связана с сечением ζ , возникающим от пересечения второго порядка парамагнитных эллипсоидов (рис. 1, а). 2) частота $F_\nu = 12,5$ МГц названа ν -частотой. Мы предполагаем, что это сечение возникает от пересечения первого порядка (рис. 1, б).

Результаты анализа экспериментального материала приведены на рис. 2. Вычисленные БК для этих участков ФП ($d \ln S / d \ln V$) приведены в таблице. Указанная ошибка равна величине дисперсии.

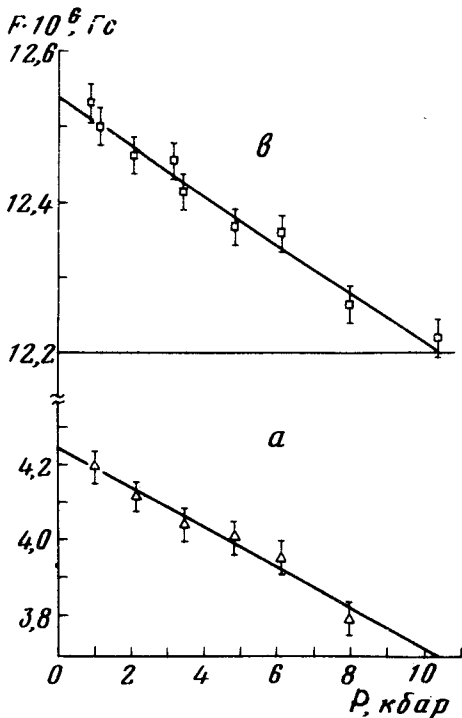


Рис. 2. Зависимость частоты ДГВА (F) от давления: a — для сечения ζ , b — для сечения ν

	Частота ζ	Частота ν
$d \ln S / d \ln V$	26 ± 4	$5,22 \pm 0,3$
$d \ln S_0 / d \ln V$	$- 1,6$	$- 2,9$
$d \ln S / d \ln \delta / a$	$- 1,62$	$- 0,51$
$d \ln (\delta / a) / d \ln V$	$- 17,8 \pm 2,5$	$- 17,4 \pm 0,6$
$\frac{d \ln \left(Q \cdot \frac{a}{2\pi} \right)}{d p} \cdot 10^3 \text{ кбар}^{-1}$	$- 0,46 \pm 0,08$	$- 0,45 \pm 0,02$

Мы использовали полученную экспериментальную информацию о БК АФМ хрома и результаты расчета парамагнитной зонной структуры, проведенного в [2] для того, чтобы объяснить такие большие БК у металла с очень малой сжимаемостью и подтвердить идентификацию орбит, данную выше.

Прежде всего отметим, что БК сечений парамагнитных эллипсоидов S_0 , полученные в зонном расчете [2] не велики и имеют другой знак, чем БК АФМ сечений. Эти величины для сечений, изображенных на рис. 1, a, b приведены в таблице. БК для S_0 , показывают увеличение эллипсоидов под давлением. Они близки к БК аналогичных частей ФП молибдена. Из рис. 1, a и b также видно, что только увеличение δ_0 может привести в этой ситуации к измеренному знаку БК. При этом сле-

дует подчеркнуть, что раздвижка центров эллипсоидов окажет большее влияние на площадь пересечения в случае орбиты ζ , где имеется пересечение второго порядка и эллиптические сечения, чем в случае орбиты ν , где сечения эллипсоидов почти круговые, и они пересекаются в первом порядке. Именно так и ведут себя экспериментально измеренные БК.

Для оценки необходимой величины изменения вектора Q мы воспользовались простой геометрической моделью [6], связывающей между собой объемные изменения δ и сечений АФМ и парамагнитного хрома:

$$\frac{d \ln \frac{\delta}{a}}{d \ln V} = \frac{\frac{d \ln S}{d \ln V} - \frac{d \ln S_0}{d \ln V} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{d \ln S}{d \ln \delta/a} \right)}{\frac{d \ln S}{d \ln \frac{\delta}{a}}}, \quad (1)$$

$$\frac{d \ln \left(Q \frac{a}{2\pi} \right)}{dp} = - \frac{\delta_0}{1 - \delta_0} \left(\frac{d \ln \frac{\delta}{a}}{dp} + \frac{d \ln a}{dp} \right). \quad (2)$$

Величины изменения площади сечений при изменении δ , т. е. $\frac{d \ln S}{d \ln \delta/a}$

для ζ -орбиты взяты из данных работы [6], в которой изучено влияние одноосных деформаций на эффект ДГВА, а для ν -орбиты вычислим, приближенно считая соответствующее сечение круговым.

Подставив в (1) экспериментальные и расчетные значения для $\frac{d \ln S}{d \ln V}$ и $\frac{d \ln S_0}{d \ln V}$ получим изменение δ с объемом, которое никак нельзя наз-

вать малой величиной (см. таблицу) в контрасте с результатами [6], где было показано пренебрежимо малое изменение δ под действием одноосных деформаций. С помощью (2) мы вычислили изменение вектора Q по давлению. Эта величина очень близка к значению, полученному в прямом нейтронографическом эксперименте $-0,5 \cdot 10^{-3}$ кбар $^{-1}$ [7]. Она также достаточно близка к значению, полученному в [2] из "первопринципного" расчета зонной структуры.

Таким образом, большие и отрицательные БК сечений ФП АФМ хрома объясняются значительной зависимостью волнового вектора ВСП от давления. Именно этот эффект приводит к резкому уменьшению температуры Нееля под давлением [8].

Авторы выражают свою искреннюю признательность Т.И.Костиной, предоставившей нам образцы хрома.

Литература

- ✓
- Н
- [1] A.W. Overhauser. Phys. Rev., 128, 1437, 1962.
 - [2] И. Куликов. ФНТ, 5, 363, 1979.
 - [3] J.E. Graebner. J.A. Marcus. Phys. Rev., 175, 659, 1968.
 - [4] Е.С. Ицкевич. ПТЭ, №4, 148, 1963.
 - [5] B.R. Watts. Phys. Lett., 10, 275, 1964.
 - [6] E. Fawcett, R. Griessen, D.J. Stanley. J. Low Temp. Physics, 25, 771, 1976.
 - [7] E. Fawcett, R. Griessen, C. Vettier. Intern. Conf. Trans. Metals, 1977. (Inst. Phys. conf. Ser. №39, 1978, Chapter 7, p. 592).
 - [8] D.B. McWhan, T.M. Rice. Phys. Rev. Lett., 19, 846, 1967.
-