

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СОЕДИНЕНИЯХ HfV_2 , $\text{ZrV}_2(\text{C15})$

*В.М.Пан, И.Е.Булах, А.Л.Касаткин,
А.Д.Шевченко*

Аномальное поведение температурных зависимостей электросопротивления и магнитной восприимчивости указывает на то, что в соединениях HfV_2 и ZrV_2 происходит фазовый переход с частичной диэлектризацией электронного спектра. При температурах ниже температуры перехода наблюдается нелинейное увеличение проводимости в электрическом поле.

Наиболее ярко фазовый переход, сопровождающийся возникновением диэлектрической щели в электронном спектре и волны зарядовой плотности (ВЗП), проявляется в квазиодномерных металлах [1, 2]. Для трехмерных металлических систем диэлектризация, как правило, является неполной и щель в электронном спектре, согласно существующим представлениям, возникает лишь на некоторой определенной части поверхности Ферми, вблизи которой электронный спектр удовлетворяет условию симметрии [2, 3]:

$$\zeta(\mathbf{p}) = -\zeta(\mathbf{p} + \mathbf{Q}) \quad (1)$$

(ζ — энергия, отсчитанная от уровня Ферми, \mathbf{Q} — некоторый выделенный вектор). Такая частичная диэлектризация может проявляться в ряде особенностей электронных свойств металла ниже температуры фазового перехода. В настоящей работе приводятся результаты исследования температурных зависимостей удельного электросопротивления и магнитной восприимчивости в соединениях HfV_2 и ZrV_2 , а также влияния на температурную зависимость сопротивления электрического и магнитного полей.

Исследуемые образцы соединений HfV_2 и ZrV_2 выплавлялись в дуговой печи в атмосфере очищенного аргона с последующей термообработкой, обеспечившей однофазность образцов. Полученные образцы являлись поликристаллами, имеющими кубическую структуру типа C15. Измерения электросопротивления проводились четырехзондовым компенсационным методом при постоянном токе. Магнитная восприимчивость измерялась относительным методом Фарадея на электронных микровесах с автоматической компенсацией. Все измерения проводились в интервале температур 4,2 — 300К. Температура сверхпроводящего перехода T_K для образцов ZrV_2 составляла $8,9 \pm 0,1\text{К}$, для HfV_2 $T_K = 9,0 \pm 0,1\text{К}$.

На рис. 1 и рис. 2 представлены результаты измерений удельного электросопротивления $\rho(T, E)$ для различных плотностей тока (E — электрическое поле в образце) и магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в

сплавах HfV_2 . Аналогичный вид эти зависимости имеют и для образцов ZrV_2 . Как видно из графиков на рис. 1, рис. 2 при температурах $T < T_p = 130\text{K}$ наблюдается явно выраженное аномальное поведение исследуемых характеристик, проявляющееся в наличии участка с отрицательным температурным коэффициентом электросопротивления и изменением температурного хода магнитной восприимчивости. При измерениях магнетосопротивления в поле $H = 40 \text{ кэ}$ на зависимости $\rho(T) = \rho(T, E \rightarrow 0)$ наблюдается сдвиг участка с отрицательным температурным коэффициентом в сторону более высоких температур и соответственно увеличение T_p на 5° (при температурах выше T_p и ниже $T^* \approx 50\text{K}$, т. е. там, где температурная зависимость электросопротивления носит металлический характер, изменения электросопротивления в магнитном поле не наблюдались). Следует отметить, что отклонения от стехиометрии состава сплавов и введение примесей приводят к исчезновению аномалий на температурных зависимостях $\rho(T)$ и $\chi(T)$.

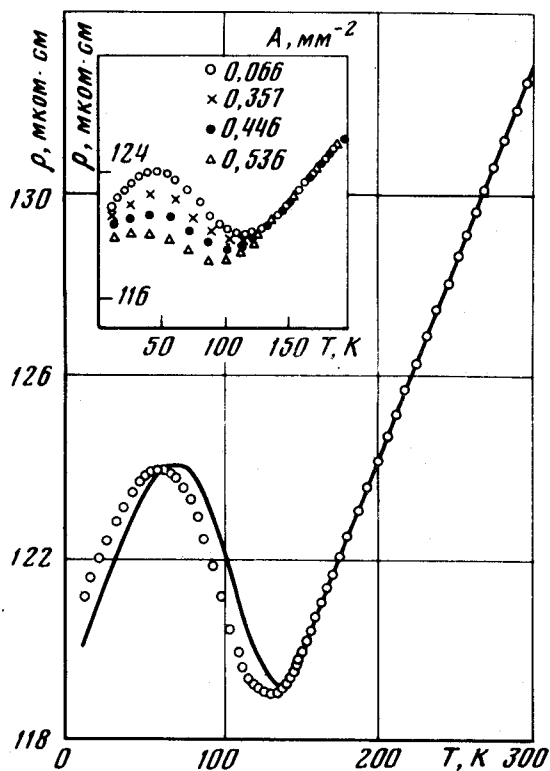


Рис. 1. Температурная зависимость удельного электросопротивления $\rho(T)$ при различных значениях поля E ; сплошная линия — теоретическая кривая в модели (2)

Известно, что в соединениях C15 , как и в ряде других соединений переходных металлов, имеет место структурный фазовый переход, сопровождающийся решеточными искажениями [4]. Приведенные выше результаты эксперимента свидетельствуют, с нашей точки зрения, о том, что в рассматриваемых соединениях при структурном переходе происходит изменение числа свободных носителей за счет образования диэлектрической щели на части поверхности Ферми. При этом, если допустить, что поверхность Ферми многосвязна, и имеются близкие по форме зам-

кнутые участки для которых выполняется условие (1), то выражения для проводимости $\sigma(T) = \rho^{-1}(T)$ и магнитной восприимчивости могут быть записаны в виде суммы аддитивных составляющих

$$\sigma(T) = \sigma_n(T) + \sigma_d(T); \quad \chi(T) = \chi_n(T) + \chi_d(T), \quad (2)$$

где $\sigma_d(T)$ и $\chi_d(T)$ описывают вклад носителей, у которых при $T < T_p$ в спектре возникает щель $\Delta(T)$ [5], а σ_n и χ_n описывают вклад остальной, недиэлектризующейся части носителей. Для $T \ll \Delta(T)$ $\chi_d, \sigma_d \sim \sim \exp[-\Delta(T)/T]$. Температурная зависимость $\Delta(T)$ в простейшем случае такая же, как и в теории БКШ [3]. Легко видеть, что выражения (2) качественно описывают экспериментальные зависимости $\rho(T)$ и $\chi(T)$ и наблюдаемые аномалии на этих зависимостях связаны с вымораживанием части свободных носителей. В рамках этой модели находят объяснение зависимость температурных аномалий $\rho(T)$ и $\chi(T)$ от состава и введения примесей, а также изменение сопротивления в магнитном поле [3]. (Отметим, что температура сверхпроводящего перехода слабо зависела от состава образца и введения примесей, так что диэлектризация, по-видимому, не затрагивает электроны участвующие в сверхпроводимости).

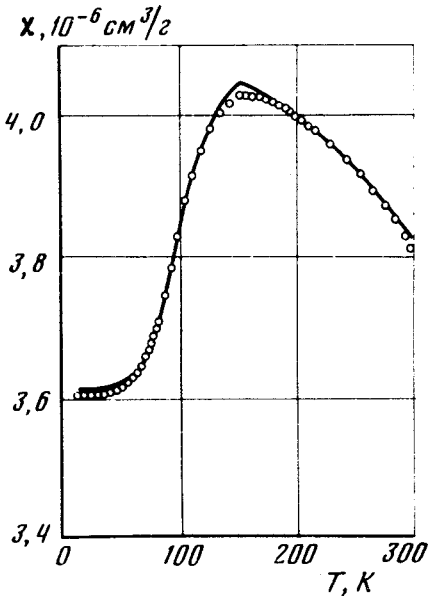


Рис. 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ сплошная линия — теоретическая кривая в модели (2)

Наиболее интересным результатом является явно выраженный неомический характер проводимости в области температур $T < T_p$. На рис. 1 представлены результаты измерений электросопротивления при различных плотностях тока, т. е. при различных значениях электрического поля E в образце. Нагрев образцов при увеличении плотности тока был, по-видимому, несущественным, поскольку увеличение проводимости наблюдалось во всем интервале температур $T < T_p$ и отсутствовало при $T > T_p$. Величина T_p не зависела от величины E . На рис. 3 в полулогарифмическом масштабе представлены зависимости $\Delta\sigma(T, E) = \sigma(T, E) -$

– $\sigma(T, E \rightarrow 0)$ от величины поля для различных значений температур. Как видно из рис. 3, величина $\Delta\sigma(T, E)$ хорошо описывается законом

$$\Delta\sigma(T, E) = a(T) \exp[-E_0(T)/E]. \quad (3)$$

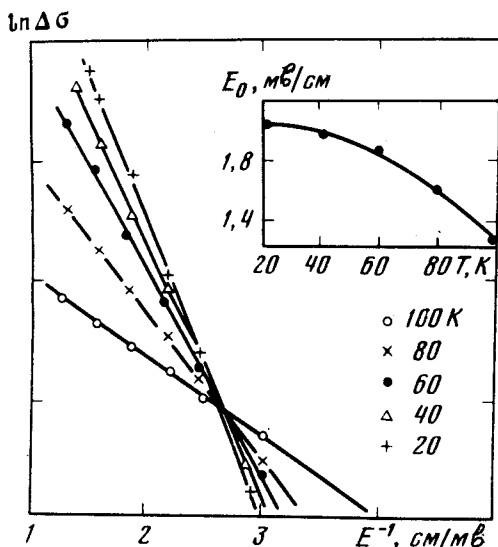


Рис. 3. Зависимость $\Delta\sigma(T, E)$ от $1/E$ при различных значениях температуры; температурная зависимость "активационного поля" $E_0(T)$

На этом же рисунке представлена температурная зависимость "активационного поля" $E_0(T)$. Аналогичный нелинейный характер проводимости наблюдался недавно в квазиодномерном металле TTF-TCNQ [6] и в соединении NbSe_3 [7] при температурах ниже температуры перехода металл – диэлектрик. (В соединении NbSe_3 , так же как и в нашем случае, диэлектризация является неполной и затрагивает лишь некоторую часть поверхности Ферми). Причины такого аномального характера проводимости окончательно не выяснены. Однако вполне вероятным представляется то, что подобное увеличение проводимости в поле является характерным свойством систем, в которых имеет место диэлектризация электронного спектра, обусловленным динамикой возникающей при диэлектрическом фазовом переходе волны зарядовой плотности [6 – 8]. Интересно отметить, что в работе [8] рассмотрим механизм, дающий вклад в проводимость за счет ВЗП, описывающийся именно выражением (3).

Институт металлофизики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
19 апреля 1978 г.

Литература

- [1] Л.Н.Булаевский. УФН, 115, 263, 1975.
[2] Проблемы высокотемпературной сверхпроводимости. Под ред. В.Л.Гинзбурга и Д.А. Киржница. М., изд. Наука, 1977, гл. 5 – 7.

- [3] Ю.В.Копаев. Труды ФИАН СССР, 86, 3, 1975.
- [4] С.В.Вонсовский, Ю.А.Изюмов, Э.З.Курмаев. Сверхпроводимость переходных металлов их сплавов и соединений. М., изд. Наука, 1977.
- [5] D. Jerome, T.M.Rice, W.Kohn. Phys. Rev., 158, 462, 1967.
- [6] M.J.Cohen, P.R.Newman, A.J.Heeger. Phys. Rev. Lett., 37, 1500, 1976.
- [7] N.P.Ong, P.Monceau. Phys. Rev., B16, 3443, 1977.
- [8] K.Maki. Phys. Rev. Lett., 39, 46, 1977.
-