

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 538.214

О. К. КУВАНДИКОВ, В. Н. ПРУДНИКОВ, А. В. ЧЕРЕМУШКИНА

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НИОБИЯ И ВОЛЬФРАМА

Магнитная восприимчивость поликристаллических ниобия и вольфрама изучалась в ряде работ [1—3]. Однако в настоящее время нельзя еще с большой определен-

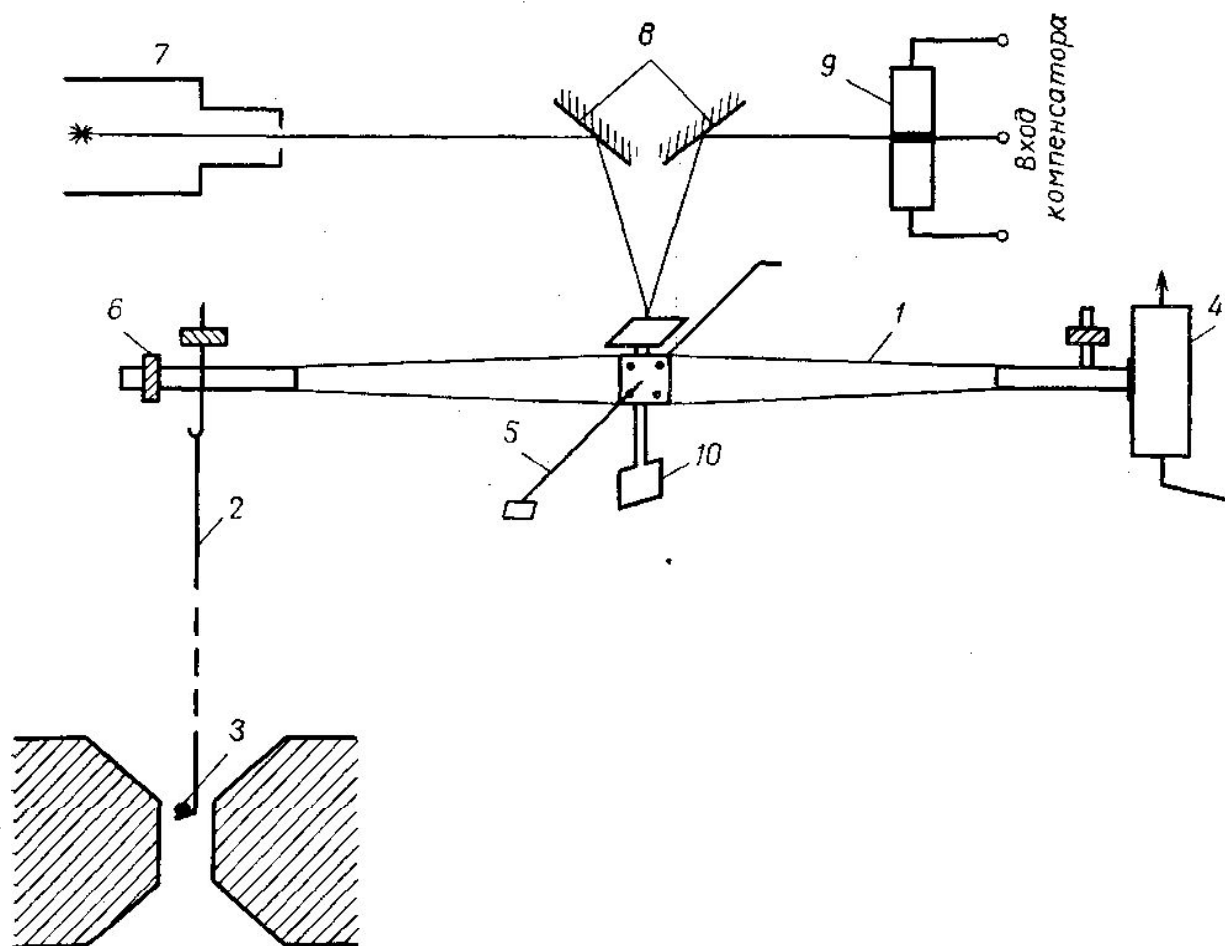


Рис. 1. Схема установки для измерения магнитной восприимчивости

ностью сделать заключение о температурной зависимости магнитной восприимчивости в монокристаллах вольфрама и ниобия.

В данной работе изучалось поведение восприимчивости монокристаллического вольфрама и поликристаллического ниобия в интервале температур 20—500°С. Измерения проводились на образцах в виде шариков диаметром ~2 мм, вырезанных с помощью ультразвука. Данные химического анализа показали, что чистота ниобия — 99,98, вольфрама — 99,996%. Для измерения силы, действующей на образец в магнитном поле (измерения проводили в магнитных полях до 20 кГс), использовались горизонтальные торсионные весы с автоматической электромагнитной компенсацией. Чувствительность весов составляла $1 \cdot 10^{-8}$ ньютона. Погрешность результатов измерений восприимчивости не превышала $\pm 1,5\%$.

Основной частью весов (рис. 1) является рычажная стрелка (1), выполненная из легкого неферромагнитного материала. На одном конце стрелки крепится кварцевая нить (2), к нижнему концу которой подвешивается исследуемый образец (3). Образец помещается в небольшую кварцевую чашечку. На другом конце стрелки имеется компенсационная катушка (4). Стрелка подвешивается на двух растяжках (5) из бериллиевой бронзы. Уравновешивание весов с образцом производится при помощи рейтера (6). Измерение магнитной восприимчивости осуществляется нулевым методом. Для этого используется компенсационная катушка (4), через которую пропускается постоянный ток силой, не превышающей 300 мА. При этом магнитное поле катушки взаимодействует с полем рассеяния электромагнита. Изменяя силу тока в катушке, возвращают систему в нулевое положение, что отмечается по смещению изображения осветителя (7). Изображение щели проектируется с помощью зеркал (8) на приемник фотоспротивления ФСК-Г7 (9). Величина силы, действующей на образец, определяется по силе тока в компенсационной катушке.

В качестве дифференцирующего элемента, фиксирующего положение подвесной системы, использовалось дифференциальное фотоспротивление ФСК-Г7. В отсутствие силы, действующей на образец, обе половины фотоспротивления освещаются одинаково. При отклонении зеркальца весов от положения равновесия (когда включено магнитное поле) световой поток перераспределяется между частями фотоспротивления и соответственно изменяется их сопротивление. Сигнал раскомпенсации подается на компенсатор, который представляет собой балансный усилитель постоянного тока, собранный на лампах 6ЖЗП. С выхода усилителя сигнал раскомпенсации подается на сетку управляющей лампы 6СЗЗС, в катодной цепи которой находится компенсационная катушка весов. Через катушку течет ток, пропорциональный смещению пучка света на ФСК, и магнитное поле катушки, взаимодействуя с полем электромагнита, возвращает механическую систему в исходное (равновесное) положение (10 — механический демпер). Для получения необходимых температур применялся нагревательный цилиндр, в котором в качестве нагревателя использовалась бифилярно намотанная платиновая спираль. Все измерения проводятся в вакууме $\sim 10^{-3}$ мм рт. ст.

На рис. 2 представлена температурная зависимость магнитной восприимчивости монокристаллического вольфрама, вырезанного в направлении $\langle 110 \rangle$, и поликристаллического ниобия. Магнитная восприимчивость вольфрама с повышением температуры увеличивается, у ниобия уменьшается. Следует отметить, что в результате измерений не была обнаружена анизотропия восприимчивости у вольфрама, т. е. восприимчивости вдоль $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ оказались в пределах погрешности измерений одинаковыми. Поэтому далее проводятся расчеты для монокристаллического вольфрама, вырезанного вдоль $\langle 110 \rangle$.

Магнитная восприимчивость исследуемых образцов представляет собой сумму ряда восприимчивостей:

$$\chi(T) = \chi_{\text{диа}} + \chi_{\text{Ландау}} + \chi_{\text{орб}} + \chi_{\text{Паули}},$$

где $\chi_{\text{диа}}$ — диамагнитная восприимчивость атомов, $\chi_{\text{Ландау}}$ — диамагнитная восприимчивость Ландау, $\chi_{\text{орб}}$ — орбитальная часть восприимчивости по Ван-Флеку, $\chi_{\text{Паули}}$ — восприимчивость Паули (с учетом обменного взаимодействия).

При учете обменного взаимодействия между электронами $\chi_{\text{Паули}}$ имеет вид [4]:

$$\chi_p = 2\mu_B^2 N(\epsilon_F) (1 - \alpha)^{-1},$$

где μ_B — магнетон Бора, $N(\epsilon_F)$ — плотность состояний, α — коэффициент молекулярного поля;

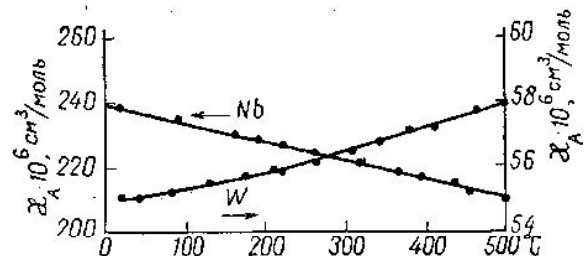


Рис. 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости W и Nb

$$N(\varepsilon_F) = \frac{3\gamma}{2\pi^2 k^2}$$

γ — удельная теплоемкость электронов, измеренная при низких температурах, k — постоянная Больцмана. Знание параметра обменного взаимодействия α для вольфрама и ниобия позволило оценить среднюю обменную энергию, приходящуюся на пару d -электронов, для Nb — 0,31 эВ, для W — 0,89 эВ; значения χ_p и γ взяты из работы [5] для Nb и из работы [6] для W.

Для переходных металлов орбитальная парамагнитная восприимчивость вычисляется по следующей формуле [7]:

$$\chi_{\text{орб}} = \frac{2}{3} N \mu_B^2 L(L+1) N_d \left[1 - \frac{N_d}{2(2L+1)} \right] \frac{1}{\bar{E}_d},$$

где L — орбитальный момент количества движения, N_d — число электронов в d -зоне, N — число Авогадро, \bar{E}_d — средняя ширина d -зоны. Относительные ширины зоны из зонной структуры по данным работы [8] для Nb 0,65 эВ, для W 0,9 эВ; зная их, получим $\chi_{\text{орб}} = 143 \cdot 10^{-6}$ см³/моль для Nb и $\chi_{\text{орб}} = 71,1 \cdot 10^{-6}$ см³/моль для W. Оценка вклада диамагнитной восприимчивости была проведена так же, как в работах [9 и 10].

	$\chi_{\text{изм}} \cdot 10^6$ см ³ /моль	$\chi_{\text{дв}} \cdot 10^6$ см ³ /моль	$\chi_{\text{орб}} \cdot 10^6$ см ³ /моль	$\chi_{\text{Паули}} \cdot 10^6$ см ³ /моль	$\chi_{\text{Ландау}} \cdot 10^6$ см ³ /моль	$\chi_{\text{теор}} \cdot 10^6$ см ³ /моль
Nb	239	-27	143,4	129,4	-25	220,6
W	55,2	-36,6	71,1	45,9	-15,3	66

Диамагнитная восприимчивость электронов проводимости вычислялась по следующей формуле:

$$\chi_{\text{Ландау}} = -\frac{1}{3} \left(\frac{m}{m^*} \right)^2 \chi_{\text{Паули}},$$

где m — масса покоя электрона, а m^* — эффективная масса электрона. При расчете $\chi_{\text{Ландау}} \frac{m^*}{m}$ принимает значение для ниобия 1,65 [11], а для вольфрама 0,64 [12].

Результаты расчета основных вкладов в восприимчивость $\chi(T)$ (при комнатной температуре) приведены в таблице. Из таблицы видно, что основной вклад в $\chi(T)$ для Nb и W вносят два члена $\chi_{\text{орб}}$ и $\chi_{\text{Паули}}$, как это и было показано теоретически в работе [13]. Для того чтобы выполнялось равенство $\chi_{\text{изм}}(T) = \chi_{\text{вмч}}(T)$, необходимы более точные данные о зонной структуре этих металлов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Krissman C. «Rev. Mod. Phys.», 25, 122, 1953.
2. Mori N. J. «Phys. Soc. Japan.», 20, 2102, 1965.
3. Kohlhaas R., Wunsch K. «Z. Angew. Phys.», 32, 159, 1971.
4. Fridel J., Leman G. «J. Appl. Phys.», 32, 3255, 1961.
5. Bucher E., Heiniger F. Muller J. Proc. IX Inter cont. Low. Temp. Phys., Ohio No. 5, 1059, 1959.
6. Mori F., Motta J. «Phys. Rev.», 120, 1115, 1963.
7. Gardnew E., Penfold J. «Phil. Mag.», 11, 549, 1965.
8. Mathels L. «Phys. Rev.», 139 A, 1893, 1965; B5, 366, 1970.
9. Katsuki A., Shimizu M. «J. Phys. Soc. Japan.», 21, 279, 1966.
10. Ostenburg D. et. al. J. «Phys. Soc. Japan.», 18, 1744, 1963.
11. Scott G. B., Springford M. «Proc. Roy. Soc.», London, A 30, 115, 1970.
12. Sparlin D. M., Marcus J. «Phys. Rev.», 114, 481, 1966.
13. Kubo R., Obaba Y. «J. Phys. Soc. Japan.», 20, 1383, 1965.

Поступила в редакцию
8.7 1972 г.
После переработки
10.1 1974 г.

Кафедра
магнетизма