

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.292

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УПРУГИЕ СВОЙСТВА  
АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ХРОМАА. Н. Васильев, Ю. И. Савченко, Р. Ш. Георгиус <sup>\*)</sup>, Е. Фосетт <sup>\*\*)</sup>*(кафедра физики низких температур)*

Экспериментально исследованы и в рамках термоактивационной модели проанализированы полевые зависимости скорости поперечного и продольного звука в хrome в области индуцированных магнитным полем спин-переориентационных переходов. На диаграмме «магнитное поле—температура» для двух ориентаций внешнего магнитного поля установлены фазовые границы состояний с продольными и поперечными волнами спиновой плотности.

Исследование влияния магнитного поля на скорость и затухание звука в магнетиках направлено на получение информации о взаимодействии в них магнитной и упругой подсистем. Одним из наиболее интересных объектов в этом плане представляется хром, в котором с изменением температуры реализуются различные типы антиферромагнитного упорядочения [1]. Этот металл переходит из парамагнитной фазы в фазу зонного антиферромагнетика при температуре Нееля  $T_N = 312$  К. Его магнитную подсистему образуют несоизмеримые с периодом кристаллической решетки синусоидальные волны спиновой плотности (ВСП). Волновые векторы спиновых волн  $\mathbf{Q}$  совпадают с направлениями кристаллографических осей типа [100]. В интервале от температуры Нееля до температуры спин-флип-перехода  $T_{SF} = 123$  К ВСП поляризованы перпендикулярно волновым векторам (фаза с поперечной ВСП), а ниже этой температуры магнитные моменты атомов вдоль волновых векторов (фаза с продольной ВСП). В соответствии с этим фаза с продольной ВСП разбивается на три типа доменов, а фаза с поперечной ВСП состоит из доменов шести типов, различающихся направлениями волновых векторов и поляризаций. Спин-переориентационные переходы в хrome сопровождаются структурными превращениями. В парамагнитном состоянии хром имеет объемно-центрированную кубическую решетку, при  $T_N$  он переходит в орторомбическую модификацию, а при  $T_{SF}$  — в тетрагональную. Искажения кубической решетки хрома при этих переходах малы [2], что позволяет, анализируя экспериментальные данные, использовать принятые для кубической сингонии обозначения. Аномалии упругих свойств хрома при  $T_N$  и  $T_{SF}$  изучены в [3], в настоящей работе исследованы полевые зависимости скорости звука в области индуцированных магнитным полем спин-переориентационных переходов.

Монокристалл хрома имел форму параллелепипеда с размерами  $0,38 \times 0,72 \times 1,8$  см, нормаль к его наибольшей поверхности совпадала с кристаллографической осью [110]. Скорость звука измерялась бесконтактным методом [4] по частотам, при которых наблюдались резонансные особенности поверхностного импеданса, обусловленные электромагнитному возбуждению стоячих звуковых волн в образце. Поляризация возбуждаемого звука определялась ориентациями постоянного и перемен-

\*) Национальное бюро стандартов, Египет.

\*\*) Университет Торонто, Канада.

ного магнитных полей относительно кристаллографических осей хрома и относительно нормали к плоскости образца. Измерения производились на частотах  $f=10^5 \div 10^7$  Гц в магнитном поле  $H \leq 84$  кЭ в температурном интервале  $T=105-165$  К.

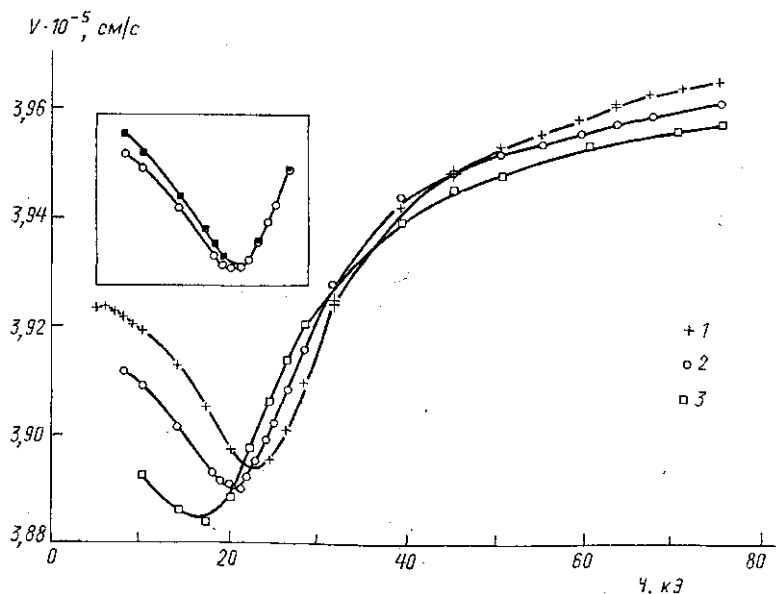


Рис. 1. Полевые зависимости скорости поперечного звука в хроме. Геометрия опыта:  $\mathbf{H} \parallel [110]$ , волновой вектор звука  $\mathbf{q} \parallel [110]$ , поляризация звука  $\mathbf{p} \parallel [001]$ ;  $T=125$  (1), 145 (2) и 165 К (3). На врезке показано наличие гистерезиса на полевой зависимости

Рассмотрим вначале кривые, полученные при  $T > T_{SF}$ . Для поперечного звука, распространяющегося вдоль  $[110]$  и поляризованного вдоль  $[001]$  в поле  $\mathbf{H} \parallel [110]$ , зависимости  $V(H)$  показаны на рис. 1. Скорость звука вначале уменьшается с ростом магнитного поля, достигает минимума и затем снова возрастает. В сильных полях наклон кривых  $V(H)$  уменьшается. С приближением к температуре спин-флип-перехода все особенности на этих кривых смещаются в область сильных магнитных полей. Особенностью представленных зависимостей является гистерезис на начальных участках кривых (см. вставку на рис. 1). Аналогичные полевые зависимости наблюдались и для других ориентаций постоянного магнитного поля относительно кристаллографических осей образца для всех исследованных упругих мод в хроме.

Полученные результаты можно объяснить с помощью термоактивационной модели, полученной в работе [5]. Согласно этой модели плотность доменов, имеющих некоторую усредненную поляризацию  $\mathbf{S}$ , определяется бoльцмановским распределением

$$n(\mathbf{S}) = n_0 \exp \{E(\mathbf{S})/kT\}, \quad (1)$$

где  $E(\mathbf{S})$  — энергия домена,  $n_0$  — нормировочный множитель. Предполагается, что вектор  $\mathbf{S}$  может менять направление, но не величину. Для домена, волновой вектор в котором направлен вдоль оси  $z$ , поляризация спиновой плотности в поле  $\mathbf{H}$  может быть найдена из условия

минимума свободной энергии, включающей магнитную  $E_0$ , упругую  $E_C$  и магнитоупругую  $E_L$  составляющие:

$$E_0 = J_1(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)\alpha_3^2 + J_2\alpha_1^2\alpha_2^2 + J_3(T - T_{SF})\alpha_3^2 - (\mathbf{H} \cdot \mathbf{M})/2,$$

$$E_C = C_{11}(\varepsilon_{XX}^2 + \varepsilon_{YY}^2 + \varepsilon_{ZZ}^2) + 2C_{12}(\varepsilon_{XX}\varepsilon_{YY} + \varepsilon_{ZZ}\varepsilon_{XX} + \varepsilon_{YY}\varepsilon_{ZZ}) + C_{44}(\varepsilon_{YZ}^2 + \varepsilon_{ZX}^2 + \varepsilon_{XY}^2), \quad (2)$$

$$E_L = B_1(\alpha_1^2\varepsilon_{XX}^2 + \alpha_2^2\varepsilon_{YY}^2) + B_2\alpha_3^2\varepsilon_{ZZ}^2 + B_3|\alpha_1\alpha_2|\varepsilon_{XY} + B_4(|\alpha_2\alpha_3|\varepsilon_{YZ} + |\alpha_3\alpha_1|\varepsilon_{ZX}).$$

Здесь  $J_i$  — константы анизотропии,  $C_{ik}$  — упругие модули,  $B_i$  — магнитоупругие константы,  $\varepsilon_{ik}$  — деформации,  $\alpha_i$  — направляющие косинусы вектора  $\mathbf{S}$ ,  $\mathbf{M} = \widehat{\chi}\mathbf{H}$  — вектор намагниченности,  $\widehat{\chi}$  — магнитная восприимчивость.

Компоненты намагниченности  $M$  могут быть записаны в виде

$$M_i = \chi_p H_i - \Delta\chi(\mathbf{s} \cdot \mathbf{H})s_i + \Delta\chi_Q H_z \delta_{iz}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{s} = \mathbf{S}/|\mathbf{S}|$ ,  $\chi_p$  — парамагнитная восприимчивость, а  $\Delta\chi = \chi_{\perp} - \chi_{\parallel}$  и  $\Delta\chi_Q = \chi_Q - \chi_{\perp}$  описывают анизотропию восприимчивости хрома,  $\delta_{iz}$  — символ Кронекера. Иерархия восприимчивостей  $\chi_{\perp} < \chi_Q < \chi_{\parallel}$  такова, что ВСП стремится быть поляризованной перпендикулярно внешнему магнитному полю. Константа анизотропии  $J_1$ , описывающая вращение волнового вектора НСП  $\mathbf{Q}$ , существенно превышает  $J_2$  и  $J_3$ , в результате чего спин-переориентационные переходы в хrome происходят в основном за счет переориентации вектора поляризации  $\mathbf{S}$ .

Интерпретация полученных зависимостей такова. При  $T > T_{SF}$  в слабых магнитных полях происходят процессы роста доменов с поляризацией  $\mathbf{S} \perp \mathbf{H}$  за счет других доменов. Смещение доменных границ сопровождается уменьшением скорости звука, ростом затухания и гистерезисными явлениями (см. 1). Дальнейшее увеличение магнитного поля стабилизирует поляризацию доменов  $\mathbf{S}$  в направлении, перпендику-

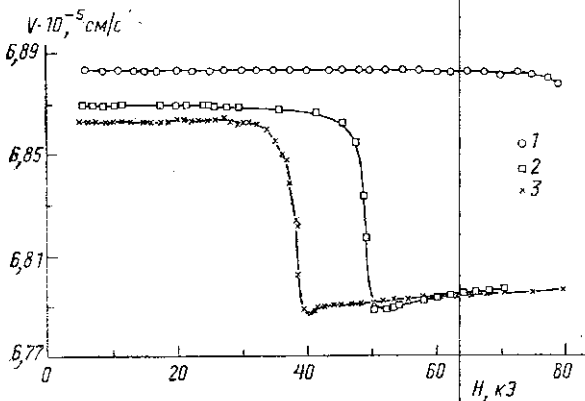


Рис. 2. Полевые зависимости скорости продольного звука в хrome. Геометрия опыта:  $\mathbf{H} \parallel [001]$ , волновой вектор звука  $\mathbf{q} \parallel [110]$ ;  $T = 108$  (1); 117,5 (2) и 119 К (3)

лярном  $\mathbf{H}$ . На полевых зависимостях этот процесс проявляется заметным возрастанием упругих констант. Измерения, проведенные при  $\mathbf{H} \parallel [111]$ , показали, что минимум на полевой зависимости скорости звука при  $\mathbf{H} \parallel [111]$  наблюдается в больших полях, чем при  $\mathbf{H} \parallel [110]$ . Это связано с тем, что при  $\mathbf{H} \parallel [111]$  проекция магнитного поля на направления главных осей меньше. Поскольку в этой геометрии домены с различными волновыми векторами одинаково расположены по отношению к полю, то однотипность полевых зависимостей для ориентации маг-

нитных полей вдоль осей [110] и [111] позволяет сделать вывод, что процесс намагничивания за счет роста доменов с волновым вектором  $\mathbf{Q} \parallel \mathbf{H}$  либо не происходит, либо не влияет на упругие свойства хрома.

Рассмотрим теперь полевые зависимости скорости звука в состоянии с продольной ВСП при  $T \leq T_{SF}$ . Зависимости  $V(H)$  для продольной звуковой волны, распространяющейся вдоль [110] в поле  $H \parallel [001]$ , показаны на рис. 2. При низких температурах скорость звука почти не меняется при изменении магнитного поля. С повышением температуры наблюдается аномальное уменьшение скорости, сопровождающееся пиком затухания. Необходимо отметить, что затухание звука в фазе с продольной ВСП практически не зависит от магнитного поля, тогда как в фазе с поперечной ВСП затухание растет с магнитным полем. По мере приближения к  $T_{SF}$  аномалии на зависимостях  $V(H)$  смещаются в область слабых магнитных полей. Характер полевых зависимостей скорости поперечного звука при ориентации поля вдоль оси [111] сохраняется, но при равных температурах аномалии наблюдаются в больших полях.

Аномалии скорости в фазе с продольной ВСП объясняются индуцированным магнитным полем переходом в фазу с поперечной ВСП. Изменение скорости при этом характерно для фазовых переходов первого рода. Согласно полученным в настоящей работе данным, смещение температуры спин-флип-перехода под действием магнитного поля  $H \parallel [001]$  может быть описано формулой

$$\Delta T_{SF}(K) = T_{SF} - T = 1,75 \cdot 10^3 H^2 \text{ (кЭ}^2\text{)}. \quad (4)$$

В поле  $\mathbf{H}$ , ориентированном под углом к вектору  $\mathbf{Q}$ , эффективна лишь проекция поля на это направление, в результате чего переход в фазу с поперечной ВСП достигается в больших полях. Кривые, разделяющие состояния с продольными и поперечными ВСП при  $H \parallel [100]$  и  $H \parallel [111]$ , показаны на рис. 3. Полученная таким образом  $H-T$ -диаграмма хрома находится в хорошем согласии с результатами аналитических вычислений [6].

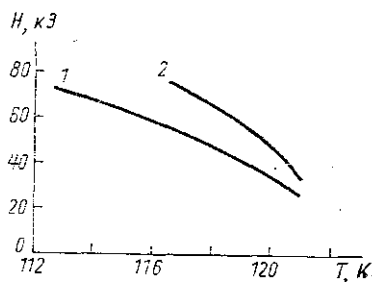


Рис. 3. Магнитные фазовые диаграммы хрома при  $H \parallel [001]$  (1) и  $H \parallel [111]$  (2). Область под кривой соответствует фазе с продольной волной спиновой плотности

В заключение авторы выражают благодарность М. И. Каганову за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Fawcett E. // Rev. Mod. Phys. 1988. 60, N 1. P. 209. [2] Steinitz M. O., Schwartz L. H., Marcus J. A., Fawcett E., Reed W. A. // Phys. Rev. Lett. 1969. 23, N 17. P. 937. [3] Palmer S. B., Lee E. W. // Phil. Mag. 1971. 24. P. 311. [4] Бучельников В. Д., Васильев А. Н. // УФН. 1992. 162, № 3. С. 89. [5] Pink D. A., Steinitz M. O., Stanley D. J., Fawcett E., Perz J. // J. Phys. F: Metal Phys. 1978. 8, N 5. P. 961. [6] Barak Z., Fawcett E., Feder D., Lonzarich G., Walker M. B. // J. Phys. F: Metal Phys. 1981. 11, N 5. P. 915.