

следовательно, не может являться причиной наблюдаемых аномалий. Однако изменение ширины спектральной линии свидетельствует об искажении локальной симметрии кристалла вблизи атомов в близких температурных диапазонах (см. рисунок, б). Действительно, экспериментально наблюдаемая ширина линии поглощения $\Gamma_{\text{экв}}$ в отсутствие электрических и магнитных полей не должна меняться [5]. Таким образом, в исследуемых образцах вблизи температур 268—250 и 203—193 К может наблюдаться появление градиента электрического поля, обусловленное, по-видимому, понижением симметрии ближайшего окружения атомов олова.

Для изучения изменений структуры $\text{Pb}_{0.32}\text{Sn}_{0.68}\text{Te}$ были получены температурные зависимости $d(T)$ (см. рисунок, е). Видно, что при температурах 278 и 218 К наблюдаются изломы, соответствующие λ -образным аномалиям в температурной зависимости коэффициента линейного расширения образца. В то же время во всем исследованном температурном диапазоне не обнаружено отклонения симметрии кристаллической решетки от кубической ($Fm\bar{3}m$). Таким образом, хотя и мёсбауэровские и рентгеноструктурные данные свидетельствуют о наличии фазовых переходов, структурные изменения носят локальный характер. Возможной причиной наблюдаемых переходов является прекращение диффузионных перескоков атомов олова по метастабильным состояниям кристаллической решетки с понижением температуры. В этом случае будет наблюдаться как изменение локальной симметрии, так и изменение фононного спектра кристалла. Причем в исследованном температурном диапазоне такая перестройка атомных конфигураций является, по-видимому, неупорядоченной по кристаллу. В этом случае симметрия решетки в целом остается кубической и наблюдаются лишь изломы в температурной зависимости $d(T)$, характерные для фазовых переходов второго рода.

Л и т е р а т у р а

- [1] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 736 с.
- [2] Вершигора З. К., Гуцуляк В. Г., Орлецкий Б. В. В кн.: Физические основы полупроводникового материаловедения. Сб. научн. трудов. Киев: Наукова думка, 1982, с. 59—66.
- [3] Сняевский В. И., Царевский С. С. ПТЭ, 1980, т. 5, с. 54—56.
- [4] Башкиров Ш. Ш., Добряков И. А., Либерман А. Б., Царевский С. С. Кристаллография, 1985, т. 30, № 5, с. 1016—1017.
- [5] Химические применения мёсбауэровской спектроскопии / Под ред. В. И. Гольданского. М.: Мир, 1970, с. 40—44.

Казанский государственный университет им. В. И. Ульянова-Ленина
Казань

Поступило в Редакцию
21 июля 1987 г.

УДК 538.11

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В НЕОДНОРОДНОМ ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ (АС) — ПЛАСТИНКИ $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$

А. В. Олейник, П. И. Поляков, В. А. Попов

В антиферромагнитном $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ в магнитном поле \mathbf{H} , параллельном оси a кристалла, в области 6.5—6.7 кЭ при низких температурах происходит опрокидывание магнитных подрешеток (ОП) — магнитный фазовый переход первого рода (ФП1).

В окрестности поля H_{π} ФП1 из антиферромагнитной l_1 фазы в опрокинутую l_{\perp} фазу имеется частотная щель в спектре резонансного

поглощения однородного по образцу ВЧ поля в однородных фазах l_{\parallel} и l_{\perp} . Однако внутри этой щели в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ при $H=H_{p2}$ на частоте $\nu=3$ ГГц было впервые обнаружено и выделено [1] неизвестное раньше поглощение, резонансное поле H_{p2} которого, начиная со значения 0.03 до 0.2° угла ψ отклонения поля \mathbf{H} от оси a в плоскости ab , практически не зависит от ψ .

В [2] это поглощение было связано с возникновением при $H=H_{p2}$ периодической доменной структуры фаз l_{\parallel} и l_{\perp} (неоднородного промежуточного состояния (НПС)) и связанных с ней новых ветвей однородного антиферромагнитного резонанса (АФМР), связывающих друг с другом соответствующие ветви АФМР однородных фаз l_{\parallel} и l_{\perp} .

Поскольку НПС возникает в антиферромагнетике (АФМ) конечных размеров

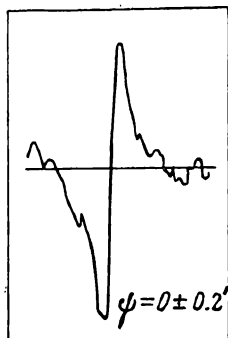
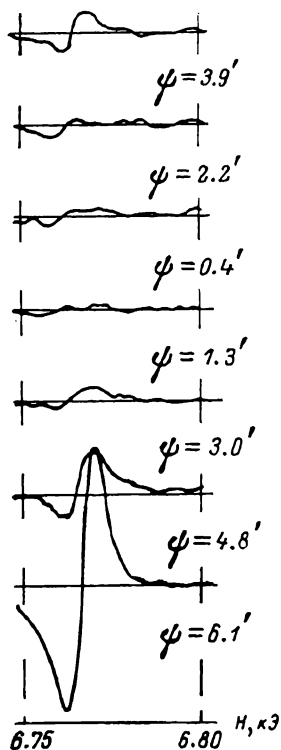


Рис. 1. Запись производной линии резонансного поглощения H_{p2} при различных углах ψ отклонения магнитного поля \mathbf{H} от оси a в плоскости ab на частоте $\nu=5$ ГГц при $T \approx 1.94$ К.

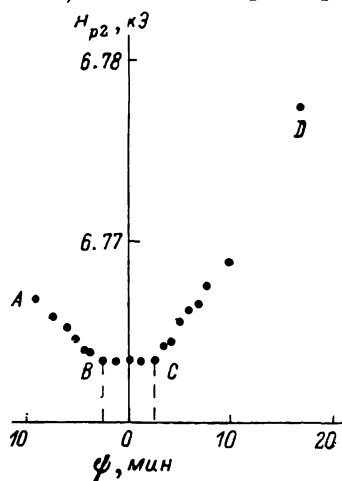


Рис. 2. Зависимость поля резонанса H_{p2} от угла отклонения магнитного поля \mathbf{H} от оси a в плоскости ab для малых значений ψ на частоте $\nu=5$ ГГц при $T \approx 1.94$ К.

при ОП в магнитном поле \mathbf{H} , параллельном легкой оси (ЛО), то поглощение ВЧ поля в таком состоянии зависит от интервала углов ψ между ЛО и \mathbf{H} , в котором ОП происходит как ФП1. Значение ψ_k , отвечающее критической точке ФП1 (КТ1), определяется в неограниченном образце отношением поля магнитной анизотропии H_a и обменного поля H_e , которое обычно составляет $\psi_{k\infty} = (H_a/H_e) \sim 10^{-2} \cdot 10^{-3}$.

В теле эллипсоидальной формы $\psi_k = \psi_{k\infty} + 4\pi (N_2 - N_3) M_0 H_e^{-1}$, где N_3 и N_2 — размагничивающие факторы вдоль ЛО (N_3) и в перпендикулярном к ЛО направлении, лежащем в плоскости ОП [3], а M_0 — намагничивание одной из эквивалентных подрешеток. Согласно оценке для $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, сделанной в [4], $\psi_{k\infty} < 4.65'$ при $T=1.69$ К и уменьшается с повышением температуры. Размагничивающие факторы изменяют угол ψ_k так, что его наименьшее значение получается в случае bc -пластинки, вырезанной перпендикулярно ЛО ($N_3 \gg N_2$), наибольшее значение — в случае пластинки, параллельной трудной ac -плоскости кристалла ($N_2 \gg N_3$). По этой причине в ac -пластинке имеются облегченные условия в отношении точности ориентации поля \mathbf{H} вдоль ЛО, и возникает возмож-

ность в случае $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ наблюдать эффекты, связанные с НПС, в более широком интервале значений ψ . Это обстоятельство послужило основным доводом при выборе *ac*-пластинки в качестве объекта для исследования новых проявлений НПС в поглощении ВЧ поля.

На рис. 1, 2 представлены для такой пластинки основные результаты измерений на частоте $\nu=5$ ГГц при температуре $T \approx 1.94$ К. Поле ОП фазового перехода при этой температуре $H_n \approx 6.763$ кЭ. Значения резонансных частот однородных фаз $l_{||}$ и l_{\perp} при $H=H_n$ составляют для $T=1.94$ К приблизительно $\nu_{||} \approx 1.2$ ГГц и $\nu_{\perp} \approx 7.2$ ГГц, так что рабочая частота $\nu=5$ ГГц находится в середине частотной щели, где резонансное поглощение ВЧ поля в отсутствие НПС наблюдаться не должно.

Как видно на рис. 1, где представлены записи производной линии поглощения, отвечающей большому резонансному полю H_{p2} , по мере уменьшения угла ψ между ЛО и полем \mathbf{H} , параллельным плоскости (*ab*) кристалла, интенсивность резонансного поглощения уменьшается, становясь сравнимой с интенсивностью фона при $\psi=0$. После увеличения подаваемой в резонатор ВЧ мощности и увеличения амплитуды модуляции постоянного магнитного поля слабо выраженное поглощение формируется в отчетливую резонансную линию, запись для которой представлена вставкой на рис. 1.

В результате оказалось возможным проследить за поведением положения максимума этой линии при малых значениях угла ψ . Полученные экспериментальные данные представлены на рис. 2. Зависимость $H_{p2}(\psi)$ соответствует обычной «впадине» в области малых ψ , которая свойственна низкочастотным резонансным изохронам. Впервые в отличие от всех прежних экспериментов в непосредственной близости к оси симметрии (ось *a*) наблюдается «полочка», демонстрирующая независимость резонансного поля H_{p2} от угла ψ (участок *BC* диаграммы на рис. 2).

Теоретический анализ показывает, что появление ее в случае рассматриваемой *ac*-пластинки связано прямым образом с возникновением при $H=H_n$ периодической доменной структуры, т. е. НПС, и с поглощением ВЧ поля ею. Независимость H_{p2} от угла ψ в пределах «полочки» является следствием постоянства внутреннего магнитного поля H_i в случае НПС и исключительно слабой зависимостью внешнего резонансного поля H_{p2} от угла ψ .

Участки *AB* и *CD* резонансной изохромы отвечают выходу поглощения на резонансную ветвь однородной опрокинутой фазы в наклонном магнитном поле и демонстрируют резкую зависимость положения максимума поглощения H_{p2} от ψ в полном соответствии с теоретическим анализом [5]. Поэтому половина угловой ширины $\Delta\psi$ «полочки» определяет нижнюю границу области возможных значений критического угла ψ_k , составляющую $\Delta\psi_k \approx 2.6 \pm 0.2'$ при $T \approx 1.94$ К.

Заметим, что с уменьшением частоты полуширина «полочки» $\Delta\psi$ должна стремиться к ψ_k . Экспериментальные точки в пределах «полочки» получены через каждые $20''$ измерения угла ψ . Предварительный анализ показал, что «полочка» сохраняется при отклонении поля \mathbf{H} в трудной *ac*-плоскости кристалла.

Л и т е р а т у р а

- [1] Галкин А. А., Ковнер С. Н. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, № 8, с. 456—459.
- [2] Барьяхтар В. Г., Галкин А. А., Ковнер С. Н., Попов В. А. ЖЭТФ, 1970, т. 58, № 2, с. 494—500.
- [3] Попов В. А., Скиданенко В. И. Физика конденсированного состояния. Изд-во ФТИНТ АН УССР, 1970, № 7, с. 49—80.
- [4] Олейник А. В., Поляков П. И., Попов В. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 9, с. 2635—2643.
- [5] Барьяхтар В. Г., Галкин А. А., Ковнер С. Н., Попов В. А. ДАН СССР, 1970, т. 190, № 5, с. 1056—1058.