

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы  
Российской академии наук

Московский физико-технический институт  
(государственный университет)

---

Кафедра физики и техники низких температур

## Магистерский диплом

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СВОЙСТВА МУЛЬТИФЕРРОИКА $\text{CuCrO}_2$

Студент–дипломник \_\_\_\_\_ Готовко С.К.

Научный руководитель  
д.ф.-м.н., в.н.с. \_\_\_\_\_ Свистов Л.Е.

Рецензент  
к.ф.-м.н., с.н.с. \_\_\_\_\_ Холин Д.И.

Зав. кафедрой  
д.ф.-м.н, акад. \_\_\_\_\_ Андреев А.Ф.

Москва  
2018

# Оглавление

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Кристаллическая структура и магнитные свойства <math>\text{CuCrO}_2</math></b>	<b>3</b>
2.1	Структура $\text{CuCrO}_2$ . . . . .	3
2.2	Теоретическое обоснование свойств $\text{CuCrO}_2$ и энергия спиновой структуры в рамках теоретической модели . . . . .	5
2.3	Спектр АФМР в $\text{CuCrO}_2$ . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Техника эксперимента</b>	<b>8</b>
3.1	Приготовление образцов . . . . .	8
3.2	Модуляционный метод . . . . .	8
<b>4</b>	<b>Экспериментальные результаты</b>	<b>11</b>
<b>5</b>	<b>Обсуждение результатов</b>	<b>18</b>
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>19</b>
<b>7</b>	<b>Благодарности</b>	<b>20</b>

# Глава 1

## Введение

$\text{CuCrO}_2$  – квазидвумерный фрустрированный антиферромагнетик ( $S = 3/2$ ,  $T_N \approx 24$  К) с треугольной кристаллической решёткой. Магнитные ионы  $\text{Cr}^{3+}$  расположены в узлах правильной треугольной решётки в кристаллической плоскости  $ab$ . Согласно данным экспериментов по нейтронному рассеянию, при переходе в магнитоупорядоченное состояние в кристалле формируется несоизмеримая планарная структура с волновым вектором  $k_{ic} = (0.329, 0.329, 0)$ , близким к волновому вектору  $120^\circ$ -ной планарной структуры  $(1/3, 1/3, 0)$  [1]. Также переход в магнитоупорядоченное состояние сопровождается небольшим искажением одной из сторон треугольной решётки ( $\Delta a/a \approx 10^{-4}$ ) и возникновением спонтанной электрической поляризации [2], связь которой с магнитной структурой кристалла является предметом наших исследований.

Низкочастотные возбуждения спиновой плоскости в магнитоупорядоченном состоянии могут рассматриваться как совместные колебания спиновой плоскости и вектора спонтанной поляризации, направление которого определяется ориентацией спиновой плоскости. Частоты этих колебаний зависят как от внешнего магнитного, так и от внешнего электрического полей.

В веществах с линейным магнитоэлектрическим эффектом влияние электрического поля на собственные частоты обычно малы в меру малости наведенной поляризации в магнитных полях, используемых в экспериментах ([3], [4]). Совсем другую ситуацию можно ожидать в случае мультиферроика – в этом случае спонтанный электрический момент, обусловленный магнитоупорядочением, велик.

В данной работе представлены результаты исследования влияния внешнего электрического поля на низкочастотный спектр антиферромагнитного резонанса (АФМР) кристалла  $\text{CuCrO}_2$  в полях, много меньших поля насыщения ( $H_{sat} \approx 280$  Тл). Наблюдаемые результаты обсуждаются в рамках феноменологической теории магнитных свойств  $\text{CuCrO}_2$ , развитой в [5].

# Глава 2

## Кристаллическая структура и магнитные свойства $\text{CuCrO}_2$

### 2.1 Структура $\text{CuCrO}_2$

Кристаллическая структура  $\text{CuCrO}_2$  представляет собой правильные треугольные решётки, образованные магнитными ионами  $\text{Cr}^{3+}$  и немагнитными ионами  $\text{Cu}^+$  и  $\text{O}^{2-}$ , расположенные друг над другом вдоль оси симметрии  $C_3$  (ось  $c$ ) в последовательности  $\text{Cr-O-Cu-O-Cr}$  (пространственная группа  $R\bar{3}m$ ,  $a = 2.98 \text{ \AA}$  и  $c = 17.11 \text{ \AA}$  при комнатной температуре [1]. Положения магнитных ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в проекции на кристаллографическую плоскость  $ab$  показаны на рис. 2.1(а). Плоскости треугольной структуры, расположенные друг над другом на расстоянии  $c/3$ , показаны разными цветами.

Исследования методом нейтронной дифракции показали, что магнитное упорядочение в  $\text{CuCrO}_2$  происходит в два этапа [6, 7] - при  $T = 24.2 \text{ К}$  происходит двумерное упорядочение (в плоскостях треугольной структуры), ниже  $T = 23.6 \text{ К}$  устанавливается трёхмерный порядок с несоизмеримым волновым вектором  $\mathbf{k}_{ic} = (0.329, 0.329, 0)$ , направленным вдоль искажённой стороны треугольной решётки [2]. Магнитные моменты ионов  $\text{Cr}^{3+}$  описываются следующим выражением:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}_{i,j}) = M_1 \mathbf{e}_1 \cos(\mathbf{k}_{ic} \mathbf{r}_{i,j} + \theta) + M_2 \mathbf{e}_2 \sin(\mathbf{k}_{ic} \mathbf{r}_{i,j} + \theta), \quad (2.1)$$

где  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$  - два ортогональных единичных вектора, определяющих ориентацию спиновой плоскости с вектором нормали  $\mathbf{n} = \mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2$ ,  $\mathbf{r}_{i,j}$  - радиус-вектор к  $(i, j)$ -му магнитному иону,  $\theta$  - произвольная фаза. Ориентация спиновой плоскости и волновой вектор магнитной структуры схематически показаны на рис. 2.1(б). В нулевом магнитном поле  $\mathbf{e}_1$  направлен вдоль  $[\bar{1}\bar{1}0]$ ,  $M_1 = 2.2(2) \mu_B$ ,  $\mathbf{e}_2$  направлен вдоль  $[001]$ ,  $M_2 = 2.8(2) \mu_B$  [6]. Угол между магнитными моментами соседних ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в соответствии с наблюдаемым значением  $\mathbf{k}_{ic}$  вдоль искажённой стороны треугольной решётки составляет  $118.5^\circ$ , что близко к значению  $120^\circ$  в правильной треугольной структуре.

Согласно кристаллографической симметрии при  $T > T_c$ , в упорядоченном состоянии

( $T < T_c$ ) мы ожидаем *шесть* магнитных доменов. Волновой вектор в каждом из доменов может быть направлен вдоль одной из трёх сторон треугольной решётки, вдоль каждой из сторон возможно два противоположных направления. Согласно [8–10], распределение доменов зависит от истории охлаждения образца.

Эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов показали, что  $\text{CuCrO}_2$  может рассматриваться как квазидвумерный антиферромагнетик [11]. Спиральная магнитная структура определяется сильным обменным взаимодействием между соседними ионами  $\text{Cr}^{3+}$  в треугольных плоскостях кристаллической решётки с обменным интегралом  $J_{ab} = 2.3$  мэВ. Межплоскостные взаимодействия слабее внутриплоскостных примерно в 20 раз и фрустрированы.

Одновременно с установлением трёхмерного магнитного порядка в образце возникает электрическая поляризация, величина и направление вектора которой определяются магнитной структурой  $\text{CuCrO}_2$ .

Исследования намагниченности и электрической поляризации, результаты ЯМР- и АФМР-экспериментов [9, 10, 12] показали, что в достигаемых в наших экспериментах полях ( $\mu_0 H < 14$  Тл  $\ll \mu_0 H_{sat}$  ( $\mu_0 H_{sat} \approx 280$  Тл)) реализуется планарная магнитная структура. Ориентация спиновой плоскости определяется её взаимодействием с кристаллическим окружением и приложенными магнитным и электрическим полями.

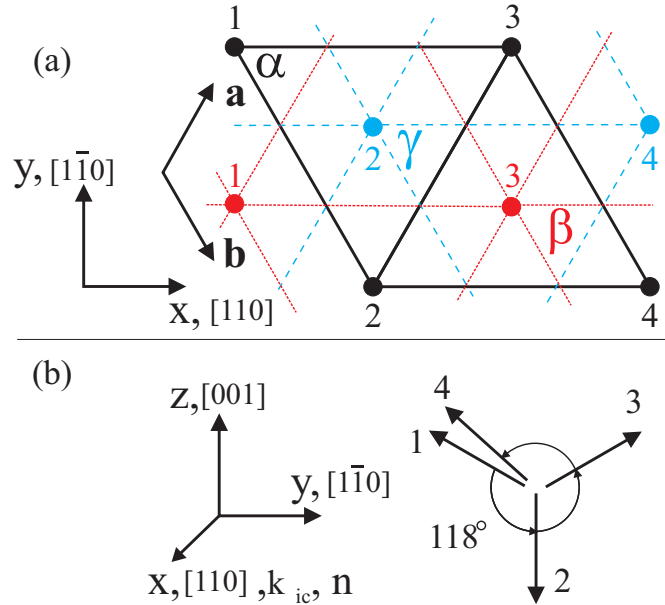


Рис. 2.1: (а) Позиции ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в  $\text{CuCrO}_2$  в проекции на плоскость  $ab$ .  $\alpha, \beta, \gamma$  - три плоскости треугольной структуры, располагающиеся друг над другом на расстоянии  $c/3$ , в узлах которой находятся ионы  $\text{Cr}^{3+}$ . (б) Схема спиновой структуры при  $\mathbf{H}=0$  для  $\mathbf{k}_{ic} \parallel [110]$  (спины с одинаковыми номерами из (а) сонаправлены).

## 2.2 Теоретическое обоснование свойств $\text{CuCrO}_2$ и энергия спиновой структуры в рамках теоретической модели

Основные свойства антиферромагнетика  $\text{CuCrO}_2$  находят естественное объяснение в теории магнитных фазовых переходов Дзялошинского–Ландау [5].

Рассмотрение обменных взаимодействий показывает, что кристаллографическая симметрия  $\text{CuCrO}_2$  допускает наличие инварианта Лифшица, что объясняет возникновение геликоидальной спиновой структуры с несоизмеримым волновым вектором. То, что волновой вектор магнитной структуры  $\text{CuCrO}_2$   $(0.329, 0.329, 0)$  близок к волновому вектору 120-ти градусной структуры  $(1/3, 1/3, 0)$ , показывает малость инварианта Лифшица по сравнению с внутриплоскостными обменными взаимодействиями. Симметричный анализ релятивистских эффектов в  $\text{CuCrO}_2$  [5] объясняет экспериментально наблюдаемые магнитную анизотропию и возникновение электрической поляризации, сонаправленной с вектором  $\mathbf{n}$ .

В обозначениях [5], зависящая от ориентации спиновой плоскости относительно кристаллографических осей и внешних магнитного и электрического полей часть энергии  $\text{CuCrO}_2$  имеет следующий вид:

$$U = \frac{\beta_1}{2} n_z^2 + \frac{\beta_2}{2} n_y^2 - \frac{\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}}{2} (\mathbf{nH})^2 - \lambda_{\perp} (n_x E_x + n_y E_y) - \lambda_{\parallel} n_z E_z \quad (2.2)$$

Первые два слагаемых описывают энергию анизотропии. *Трудная* ось для вектора нормали  $\mathbf{n}$  направлена вдоль оси  $\mathbf{z}$ , следующая ось  $\mathbf{y}$  перпендикулярна искажённой стороне треугольной структуры  $(\beta_1, \beta_2 > 0)$ . Направления осей  $\mathbf{x}$ ,  $\mathbf{y}$ ,  $\mathbf{z}$  показаны на рис. 2.1. Константа анизотропии вдоль направления  $c$  на два порядка превосходит константы анизотропии в плоскости  $ab$  [9]:  $\beta_1 = 355$  кДж/м<sup>3</sup> и  $\beta_2 = 3.05$  кДж/м<sup>3</sup>.

При приложении магнитного поля перпендикулярно одной из сторон треугольной структуры ( $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$ ) наблюдается спин-реориентационный переход (спин-флоп) при  $\mu_0 H_c \approx 5.5$  Тл, описываемый как переворот вектора нормали  $\mathbf{n}$  от направления  $(110)$  ( $\mathbf{n} \perp \mathbf{H}$ ) к  $(1\bar{1}0)$  ( $\mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$ ) [8, 9, 12]. Такой переход возникает вследствие слабой анизотропии магнитной восприимчивости спиновой структуры ( $\chi_{\parallel} \approx 1.045\chi_{\perp}$ ), где символы  $\parallel$  и  $\perp$  соответствуют полям, направленным вдоль и перпендикулярно к  $\mathbf{n}$ . Поле такого перехода определяется как  $H_c^2 = \beta_2 / (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})$ . Третье слагаемое в уравнении (2.2) учитывает анизотропию магнитной восприимчивости. Экспериментальное значение восприимчивости составляет  $\chi_{\perp} \approx 2400$  Дж/Тл<sup>2</sup>м<sup>3</sup> [13, 14]. Последние два слагаемых описывают взаимодействие спонтанной электрической поляризации  $\mathbf{p} = (\lambda_{\perp} n_x, \lambda_{\perp} n_y, \lambda_{\parallel} n_z)$  с внешним электрическим полем  $(E_x, E_y, E_z)$ . Экспериментальное значение электрической поляризации  $\lambda_{\perp}$  оценивается как  $120 \div 130$   $\mu\text{K}/\text{m}^2$  [13]. Сравнивая величины взаимодействий спиновой системы с кристаллическим окружением (первые два слагаемых уравнения) и взаимодействий с магнитным и электрическим полями, можно заключить, что взаимодействие с электрическим полем в экспериментально исследуемом диапазоне полей  $E$  мало (например, спин-флоп в электрическом поле, согласно теоретическому предсказанию в [5], ожидается при внешнем электрическом поле  $E_c \approx 30000$  кВ/м; поля, прикладываемые к образцу в экспериментах, обсуждающихся

далее, намного меньше:  $E < 1000$  кВ/м).

## 2.3 Спектр АФМР в $\text{CuCrO}_2$

Для любой ориентации внешнего магнитного поля существует три ветви колебаний спиновой плоскости - одна с нулевой частотой (колебания спиновой плоскости вокруг вектора  $\mathbf{n}$ ), вторая - высокочастотная с щелью 340 ГГц и третья - низкочастотная - с щелью 31 ГГц. Частотно-полевые зависимости низкочастотной ветви колебаний спиновой плоскости ( $\nu(H_R)$ ), вычисленные для модели, описываемой уравнением (2.2), показаны на рис. 2.2. Зависимости были вычислены для различных направлений внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  в плоскости  $ab$ , для расчёта использовались следующие параметры:  $\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} = 1.042$ ,  $H_c = 5.5$  Тл,  $\nu(0) = 31.6$  ГГц. Эти параметры согласуются со значениями, определяющими анизотропную часть энергии в уравнении (2.2). Расчёты проводились в рамках теории спиновой динамики для магнетиков с доминирующим обменным взаимодействием [15].

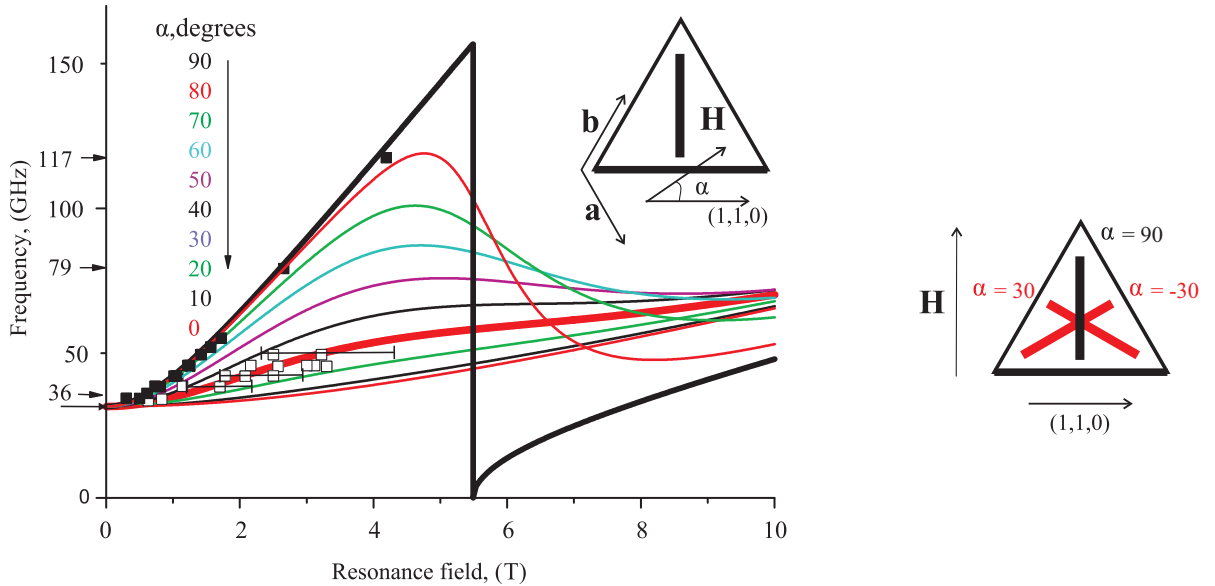


Рис. 2.2: Линии показывают частотно-полевые зависимости ( $\nu(H_R)$ ), вычисленные для различных углов  $\alpha$  между  $\mathbf{H}$  и  $[110]$ . Символы показывают  $\nu(H_R)$ , измеренные в экспериментальной ориентации поля  $\mathbf{H}$ , показанной на рисунке справа (поле приложено перпендикулярно к одной из сторон треугольной структуры); здесь чёрной линией схематически обозначена проекция спиновой плоскости на плоскость  $ab$  для домена “А” красными линиями – для доменов “В” и “С”. Чёрные символы соответствуют линиям поглощения от домена “А” ( $\alpha = 90^\circ$ ), а белые символы – линиям поглощения от доменов “В” и “С” ( $\alpha = \pm 30^\circ$ ).  $T = 4.2$  К.

Зависимость  $\nu(H_R)$  при  $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$  имеет резкую особенность при  $H_c$ . При полях, много больших  $H_c$  зависимости асимптотически приближаются к линейной с наклоном, определяемой анизотропией восприимчивости спиновой структуры –  $\gamma H \sqrt{\chi_{\parallel}/\chi_{\perp} - 1}$ .

Экспериментальные значения  $H_R$ , измеренные на разных частотах, показаны на рис. 2.2 символами. В эксперименте магнитное поле  $\mathbf{H}$  прикладывалось перпендикулярно одной из сторон треугольной решётки, такое направление было выбрано и в АФМР-экспериментах в

электрическом поле (см. рис. 3.1). Чёрные квадраты соответствуют линиям поглощения в домене “А”, где  $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$ , белые квадраты - линиям поглощения от двух других доменов, “В” ( $\mathbf{H} \parallel [210]$ ) и “С” ( $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}\bar{2}0]$ ). Экспериментальные точки согласуются с теоретическими ожиданиями (чёрная и красная жирные кривые). При таком направлении внешнего магнитного поля линии поглощения в домене “А” и доменах “В”, “С” удалены друг от друга, что даёт возможность изучать их отдельно.



# Глава 3

## Техника эксперимента

### 3.1 Приготовление образцов

Образцы  $\text{CuCrO}_2$  были выращены в Университете Теннесси, США (H.D. Zhou) в виде шестиугольных пластин и были распилены на пластины толщиной 0.31 мм, размеры граней  $\approx 1 \times 3$  мм<sup>2</sup>. Грани пластин были перпендикулярны одной из сторон треугольной структуры. Образцы приклеивались к стенке резонатора проходного типа, эта стенка играла роль одной из обкладок конденсатора. К противоположной грани образца, покрытой серебряной пастой, подводился электрод. Измерительная ячейка находилась в изолированном объёме внутри криостата со сверхпроводящим соленоидом. Конструкция низкотемпературной части прибора позволяла проводить измерения в области магнитных полей до 10 Тл, электрических полей до 750 кВ/м и температур  $1.3 < T \lesssim 100$  К; схема приведена на левой панели рис. 3.1; взаимная ориентация магнитного и электрического полей и кристаллографических осей показана на правой панели рис. 3.1.

### 3.2 Модуляционный метод

Сдвиг линий поглощения постоянным электрическим полем  $E_-$  был недостаточен для непосредственного наблюдения, поэтому для исследования влияния электрического поля на спектр АФМР использовался модуляционный метод. В описанных далее экспериментах прикладывалось переменное электрическое поле  $E_\sim$  и с помощью фазочувствительного усилителя на частоте модуляции переменного электрического поля исследовался *переменный* сдвиг резонансной кривой. Такой метод ранее использовался в [3], [4]. Результат не зависел от частоты модуляции  $E_\sim$ .

Помимо  $E_\sim$  к образцу для его поляризации прикладывалось также и постоянное электрическое поле  $E_-$ . После приложения  $E_-$  достаточной величины в образце остаются только домены с выгодным (вдоль электрического поля) направлением поляризации [12]. Направления векторов электрической поляризации в таких доменах показаны на рис. 3.1 красными стрелками. Амплитуда переменного электрического поля  $E_\sim$  была меньше величины постоянного электрического поля  $E_-$  во избежание электрической деполяризации образца.

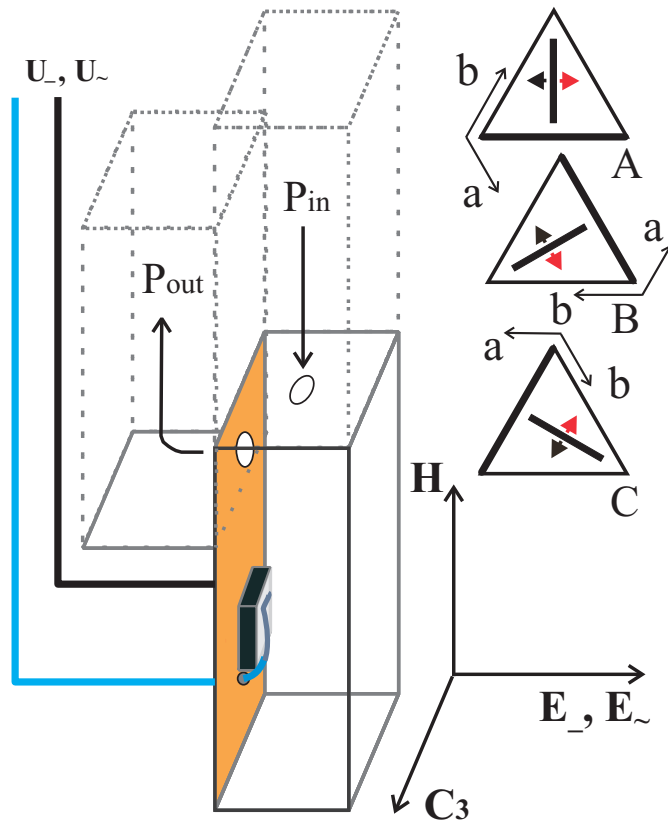


Рис. 3.1: Левая панель: схема экспериментальной ячейки: прямоугольный резонатор с отверстиями связи и волноводами, образец в форме плоско-параллельной пластины, покрытый серебряной пастой, выполняющей функцию электрода. Правая панель: три возможных магнитных домена в образце, обозначенных как “А”, “В”, “С”, и взаимная ориентация приложенных электрического и магнитного полей и кристаллографических осей в образце. Толстые линии на схеме вдоль высот треугольников показывают проекции спиновых плоскостей при  $H = 0$ . Толстая сторона треугольника показывает направление волнового вектора магнитной структуры в каждом домене. Большая грань образца перпендикулярна одной из сторон треугольника. Для домена “А”  $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$  и  $\mathbf{E} \parallel [110]$ ; для “В”  $\mathbf{H} \parallel [210]$  и  $\mathbf{E} \parallel [0\bar{1}0]$ ; и для “С”  $\mathbf{H} \parallel [\bar{1}\bar{2}0]$  и  $\mathbf{E} \parallel [\bar{1}00]$ . Красные и чёрные стрелки показывают два возможных направления вектора электрической поляризации в доменах “А”, “В” и “С”.

В описанных далее экспериментах подаваемая СВЧ-мощность модулируется по амплитуде "меандром" (частота модуляции  $\approx 1$  кГц) и по частоте синусоидально (частота модуляции  $\approx 100$  Гц). Частотная модуляция применялась для того, чтобы уменьшить влияние перестройки СВЧ резонатора, амплитудная модуляция применялась для того, чтобы уменьшить отношение сигнала к шуму при использовании методики фазочувствительного детектирования при измерении величины проходящей через резонатор СВЧ мощности. Прошедшая через резонатор мощность  $P_{tr}(H)$  измеряется с помощью фазочувствительного усилителя с опорным сигналом амплитудной модуляции. Амплитуда осциллирующей под действием внешнего переменного электрического поля части проходящей мощности –  $P_{tr}^{\sim}(H)$  – измеряется с помощью фазочувствительного детектора с опорным сигналом модуляции переменного электрического поля (частота модуляции  $\approx 300$  Гц). Измерение обоих этих параметров позволяет определить сдвиг резонансной кривой переменным электрическим по-

лем и, следовательно, зависимость частоты собственных колебаний магнитной системы от амплитуды колебаний переменного электрического поля.

Измеренная таким образом  $P_{tr}^{\sim}(H)$  должна иметь форму производной резонансной кривой (см. схематическое изображение на рис. 3.2)

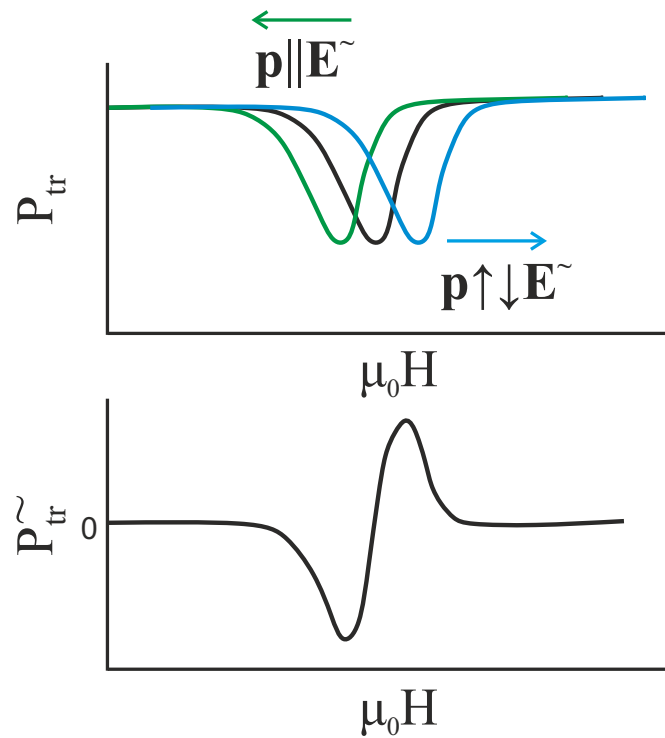


Рис. 3.2: Верхняя панель: схематическое изображение резонансной кривой и резонансной кривой, сдвинутой под действием  $\mathbf{E}$  в случае сонаправленности и противоположенности векторов  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{E}$ . Нижняя панель: схематическое изображение ожидаемого отклика  $P_{tr}^{\sim}(H)$ .

# Глава 4

## Экспериментальные результаты

Зависимость проходящей через резонатор высокочастотной мощности  $P_{tr}$  от внешнего постоянного поля  $H$ , измеренная при  $T = 4.2$  К и  $\nu = 42.2$  ГГц, показана на верхней панели рис. 4.1. Низкополевая линия поглощения соответствует резонансу от домена “А”, широкая линия поглощения в высоких полях соответствует резонансам от доменов “В” и “С”. Особенность при  $\mu_0 H_c = 5.5$  Тл соответствует спин-флону в домене “А”. Для монополяризации образца к нему прикладывалось постоянное электрическое поле  $E_-$ . Амплитуда колебаний проходящей мощности  $P_{tr}^{\sim}$  на частоте модуляции переменного электрического поля  $E^{\sim}$ , измеренная с помощью фазочувствительного усилителя, показана на средней панели. Отклик находился в фазе с  $E^{\sim}$ , приложенным к образцу. Положительный знак  $P_{tr}^{\sim}$  соответствует колебаниям  $P_{tr}$  в фазе с  $E^{\sim}$ , а отрицательный знак соответствует колебаниям в противофазе. Значения  $P_{tr}$  и  $P_{tr}^{\sim}$  представлены в относительных, но одинаковых единицах. Красные и чёрные кривые показывают  $P_{tr}^{\sim}(H)$ , измеренную при двух противоположных направлениях поля  $\mathbf{H}$ .  $P_{tr}^{\sim}$  не зависит от полярности  $\mathbf{H}$  с точностью, достигаемой в эксперименте. Нижняя панель рис. 4.1 показывает линейность  $P_{tr}^{\sim}$  от  $E^{\sim}$ , наблюдаемую при  $|E^{\sim}| < |E_-|$ .

Верхняя панель рис. 4.3 показывает полевую зависимость  $P_{tr}^{\sim}(H)$  в окрестности линии поглощения от домена “А” при разных значениях постоянного электрического поля  $E_-$ . Полевая зависимость  $P_{tr}^{\sim}$  имеет форму искажённой производной линии поглощения по полю. Нижняя панель рисунка показывает зависимость амплитуды  $P_{tr}^{\sim}$  от величины  $E_-$  в магнитных полях  $H$  вблизи экстремумов (отмечены на верхней панели пунктирными линиями). График показывает, что амплитуда  $P_{tr}^{\sim}(H)$  в полях выше, чем  $E_- = 500$  кВ/м, выходит на насыщение, из чего следует, что величина  $E_- = 500$  кВ/м является достаточной для полной поляризации образца.

Переменная составляющая прошедшей через резонатор высокочастотной мощности  $P_{tr}^{\sim}(H)$  в присутствии внешнего переменного электрического поля в электрически поляризованном образце может быть поделена на две части. Первая пропорциональна производной прошедшей мощности по полю, а вторая повторяет форму кривых поглощения. Первая часть относится к линейному по полю сдвигу кривой поглощения в присутствии внешнего электрического поля  $E^{\sim}$ , а вторая часть относится к изменению интенсивности резонансного поглощения в присутствии  $E^{\sim}$ . Первая часть хорошо воспроизводима и может быть описана в рамках

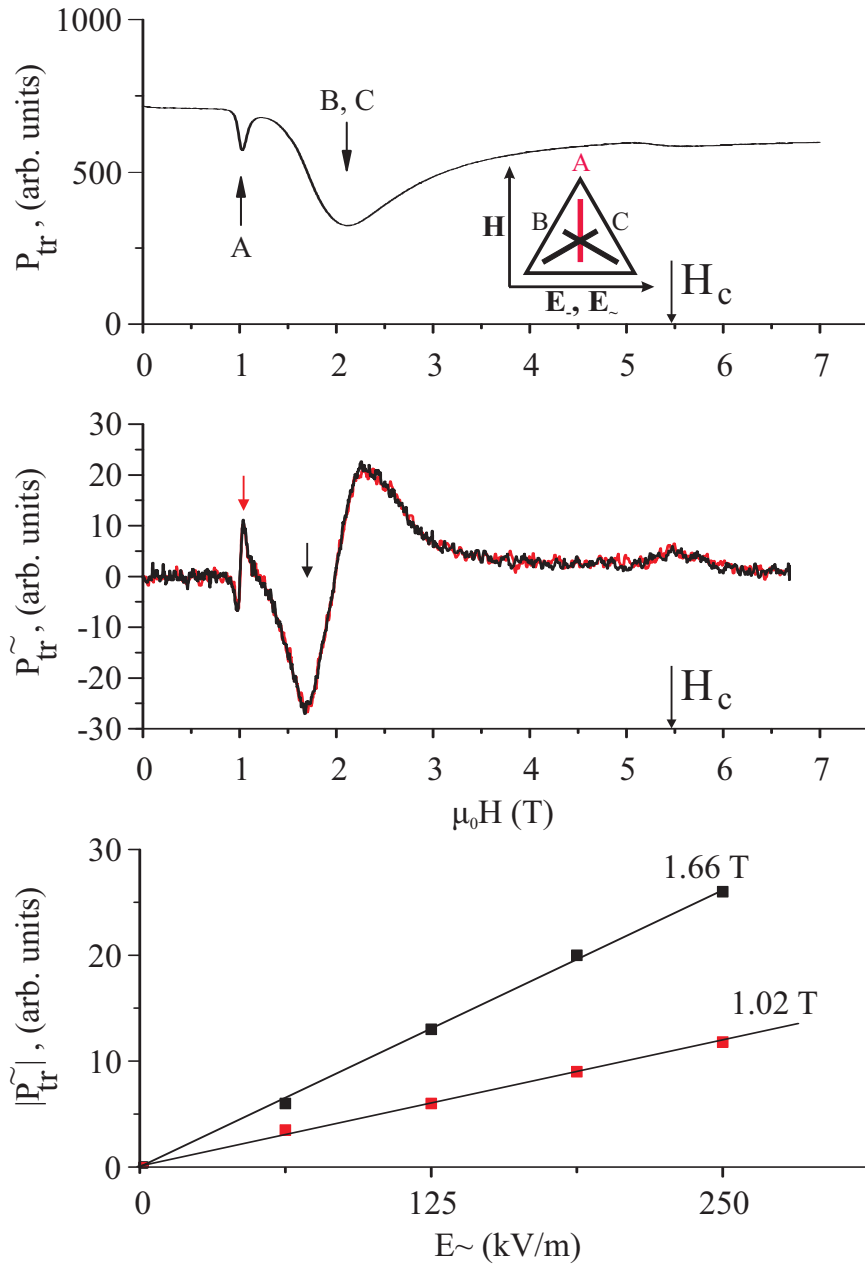


Рис. 4.1: Верхняя панель: полевая зависимость проходящей СВЧ-мощности  $P_{tr}(H)$ . Средняя панель: полевые зависимости амплитуды переменной составляющей проходящей СВЧ-мощности  $P_{tr}^{\sim}$ , измеренной с помощью синхронного усилителя на частоте приложенного переменного электрического поля  $E^{\sim}$ .  $E_{-} = +500$  кВ/м и  $E^{\sim} = 250$  кВ/м. Красная и чёрная кривые соответствуют противоположным направлениям  $\mathbf{H}$ . Стрелки на оси абсцисс показывают поле спин-флопа  $H_c$  в домене "А". Нижняя панель: зависимости  $|P_{tr}^{\sim}(E^{\sim})|$  при  $H = 1.02, 1.66$  Тл.  $\nu = 42.2$  ГГц,  $T = 4.2$  К.

теоретической модели, тогда как вторая зависела от приготовления электродов и истории охлаждения образца. Возможно, вторая часть отклика связана с перераспределением доменов в образце под влиянием  $E^{\sim}$ . Далее обсуждается отклик  $P_{tr}^{\sim}(H)$ , связанный со сдвигом кривой поглощения внешним электрическим полем.

Так как сдвиг резонансного поля  $H_R$  в электрическом поле мал, изменение прошедшей мощности под действием внешнего электрического поля можно записать как

$$P_{tr}(H, E_- + E^\sim) - P_{tr}(H, 0) = \frac{\partial P_{tr}(H)}{\partial H} \cdot \frac{\partial H_R}{\partial E} \cdot (E_- + E^\sim), \quad (4.1)$$

где амплитуда переменного электрического поля  $E^\sim$ , в случае полностью поляризованного образца, определяется амплитудой переменного электрического напряжения, поделённой на расстояние между электродами. Частоты АФМР для магнитного домена "А"  $\nu(H, E)$  в рамках модели потенциальной энергии спиновой системы, описываемой уравнением (2.2), в экспериментальной ориентации полей имеют следующий вид:

$$H < H_c: \quad \nu = \gamma \sqrt{\frac{\beta_2 + \lambda_\perp E}{\chi_\perp} + H^2} \quad (4.2)$$

$$H > H_c: \quad \nu = \gamma \sqrt{-\frac{\beta_2 + \lambda_\perp E}{\chi_\perp} + \frac{\chi_\parallel - \chi_\perp}{\chi_\perp} H^2}$$

Здесь, положительный знак  $E$  соответствует случаю, когда  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{p}$  сонаправлены. Из уравнений (4.2) и (4.3) получаем ожидаемое значение  $P_{tr}^\sim(H)$ :

$$P_{tr}^\sim = \frac{\partial P_{tr}(H)}{\partial H} \cdot \frac{\lambda_\perp}{2\chi_\perp H_R} E^\sim \quad (4.3)$$

Из этого уравнения следуют ожидаемые в рамках теоретической модели свойства  $P_{tr}^\sim$ :

1. независимость от знака внешнего постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$ ;
2. пропорциональность амплитуде  $E^\sim$ ;
3. зависимость от знака электрической поляризации.

Эти свойства были подтверждены экспериментально (см. рис. 4.2–4.5). Кривые  $P_{tr}(H)$  и  $P_{tr}^\sim(H)$  на рис. 4.1, 4.2, 4.4 и 4.5 были измерены в относительных, но общих единицах, что позволяет определить из эксперимента абсолютное значение  $\lambda_\perp$  и, следовательно, электрической поляризации. При обработке экспериментальных данных первую часть  $P_{tr}^\sim(H, |E_-|)$ , которая хорошо воспроизводится, можно получить как полуразность откликов при  $\pm E_-$ , а вторую – как полусумму откликов при  $\pm E_-$ , вследствие независимости второй "неконтролируемой" части  $P_{tr}^\sim$  от  $E_-$ .

Полевые зависимости  $P_{tr}(H)$  и  $P_{tr}^\sim(H)$ , измеренные при  $E_-$  разных знаков, показаны на рис. 4.2 на верхней и нижней панелях. Кривые I и IV на нижней панели были измерены при положительном  $E_-$  при возрастании и убывании постоянного магнитного поля  $H$  соответственно. Кривые II и III были измерены при отрицательном знаке постоянного электрического поля. Направления снятия зависимостей показаны на рисунке стрелками. Знак электрического поля  $E_-$  переключался при  $H = 7.5$  Тл. Показано, что знак  $P_{tr}^\sim(H)$  определяется направлением электрической поляризации в образце. Наблюдаемая  $P_{tr}^\sim(H)$  соответствует сдвигу линии поглощения в меньшие поля на временных интервалах, когда пере-

менное электрическое поле  $\vec{E}$  сонаправлено с поляризацией в образце, и в большие поля на временных интервалах, когда  $\vec{E}$  антипараллельно поляризации. Гистерезисное поведение  $P_{tr}^{\sim}(H)$ , наблюдаемое в высоких магнитных полях, согласуется с гистерезисным поведением зависимости электрической поляризации от магнитного поля в экспериментах [12]. Величина электрического поля, достаточная для поляризации образца, возрастает с магнитным полем. Вследствие этого смена знака поляризации образца постоянным  $E_{-} = 500$  кВ/м происходит только в магнитных полях меньше 5 Тл.

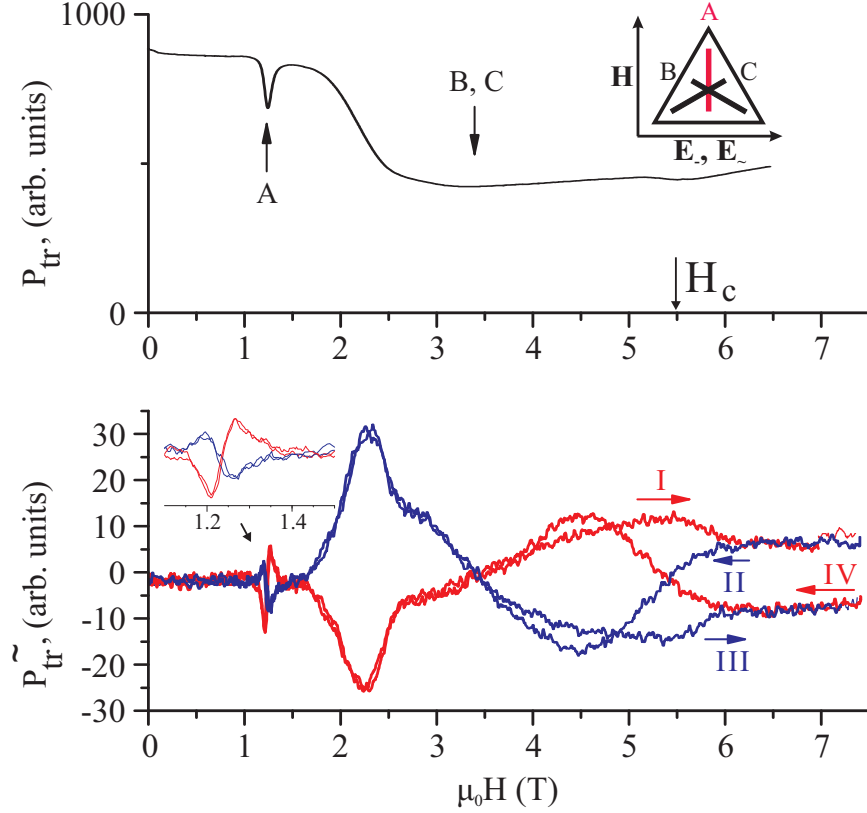


Рис. 4.2: Верхняя панель: полевая зависимость  $P_{tr}$ . Нижняя панель: четыре последовательных полевых зависимости  $P_{tr}^{\sim}$ , измеренные при  $E_{\sim} = 250$  кВ/м. Кривые I и IV были измерены при  $E_{-} = +500$  кВ/м (красные кривые), а II и III были измерены при  $E_{-} = -500$  кВ/м (синие кривые). Направления снятия зависимостей показаны на рисунке стрелками. На вставке показана полевая зависимость  $P_{tr}^{\sim}(H)$  в окрестности линии поглощения от домена “А”.  $\nu = 45.6$  ГГц,  $T = 4.2$  К.

Верхняя и нижняя панели рис. 4.4 показывают полевые зависимости  $P_{tr}(H)$  и  $P_{tr}^{\sim}(H)$  в окрестности низкополевой линии поглощения (от домена “А”), измеренные при величинах постоянного электрического поля  $E_{-} = 0$  и  $E_{-} = \pm 500$  кВ/м. Нижняя панель показывает алгебраические полусумму и полуразность  $P_{tr}^{\sim}(H)$ , измеренной при  $E_{-} = \pm 500$  кВ/м (пунктирные кривые). Алгебраическая полусумма близка к  $P_{tr}^{\sim}(H)$ , измеренной при  $E_{-} = 0$ , тогда как полуразность хорошо описывается масштабированной производной прошедшей мощности по полю ( $dP_{tr}/dH$ ). Полученная таким образом полуразность откликов повторяема, тогда как полусумма зависит от метода приготовления электродов и истории охлаждения образца. Полусумма  $(P_{tr}^{\sim}(E_{-} = +500 \text{ кВ/м}) + P_{tr}^{\sim}(E_{-} = -500 \text{ кВ/м}))/2$  хорошо аппроксимируется

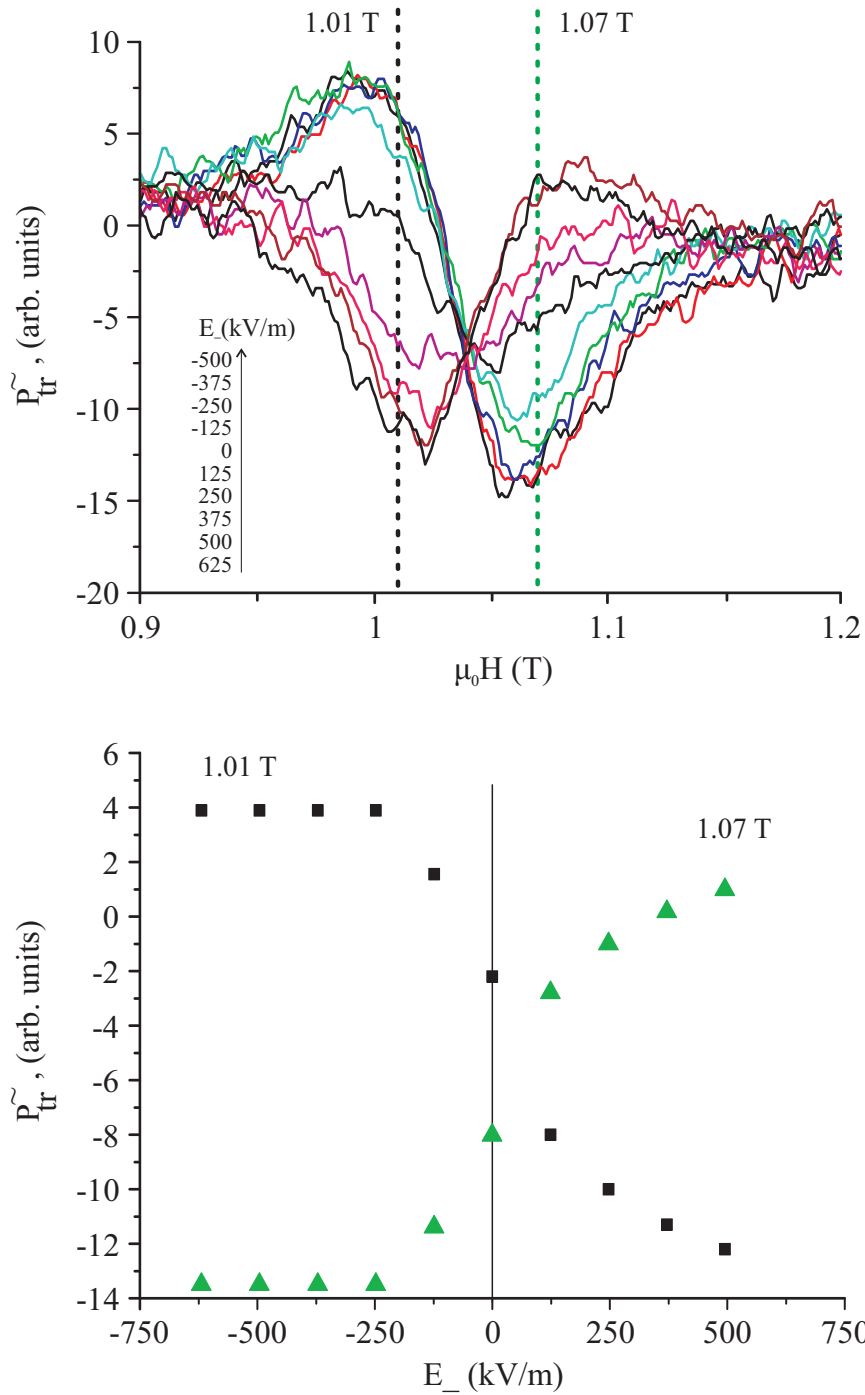


Рис. 4.3: Верхняя панель:  $\tilde{P}_{tr}(H)$ , измеренная при  $\nu = 42.2$  ГГц,  $T = 4.2$  К и различных значениях постоянного электрического поля  $E_-$ .  $E_{\sim} = 250$  кВ/м. Нижняя панель:  $\tilde{P}_{tr}(E_-)$  при  $H = 1.01, 1.07$  Тл.

масштабированием кривой поглощения  $P_{tr}(H)$ .

Рис. 4.5 показывает полевые зависимости  $P_{tr}(H)$  и  $\tilde{P}_{tr}(H)$ , измеренные при  $E_- = \pm 500$  кВ/м,  $\nu = 38.6$  ГГц и  $T = 4.2$  К. Здесь, алгебраическая полусумма откликов относительно мала. На нижней панели показаны полуразность  $\tilde{P}_{tr}(H)$ , измеренных при  $E_- = \pm 500$  кВ/м и  $\nu = 38$  ГГц, и её аппроксимация масштабированием производной прошедшей мощности  $P_{tr}(H)$  по полю. Для аппроксимации были использованы два разных коэффициента масштабирования – для низкополевой кривой поглощения от домена “А” ( $\mu_0 H < 1.1$  Тл) масштаби-



рующий коэффициент примерно в два раза меньше, чем коэффициент для высокополевой кривой поглощения от доменов “B” и “C”.

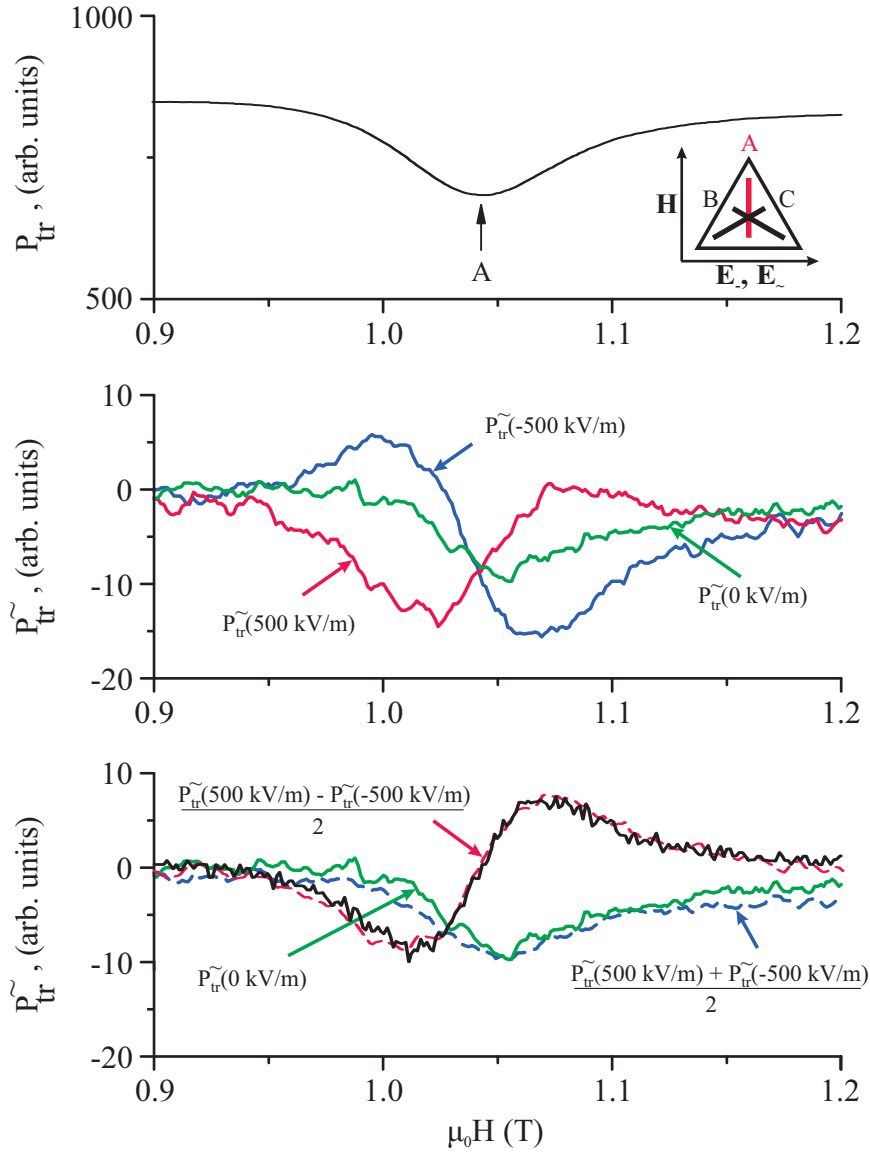


Рис. 4.4: Верхняя панель: полевые зависимости  $P_{tr}(H)$ . Средняя панель:  $P_{tr}(H)$ , измеренная при постоянных электрических полях  $E_- = 0$  и  $E_- = \pm 500$  кВ/м.  $E_{\sim} = 250$  кВ/м. Нижняя панель: полевые зависимости алгебраических полусуммы и полуразности  $P_{tr}(H)$ , измеренной при  $E_- = +500$  кВ/м и  $E_- = -500$  кВ/м (синяя и красная пунктирные кривые соответственно). Алгебраическая полусумма близка к  $P_{tr}(H)$ , измеренной при  $E_- = 0$  (зелёная сплошная кривая). Чёрная сплошная кривая показывает масштабированную производную прошедшей мощности по полю.  $\nu = 42.2$  ГГц,  $T = 4.2$  К.

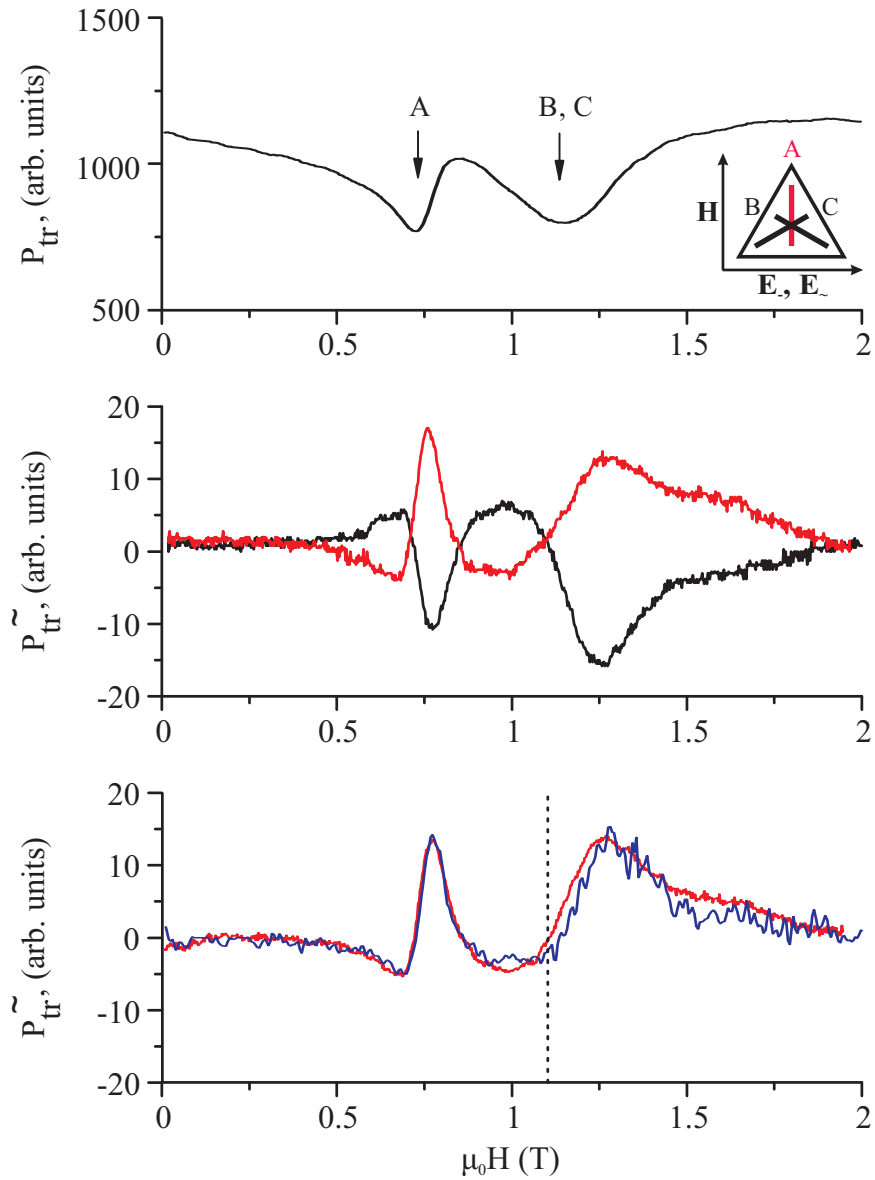


Рис. 4.5: Верхняя панель: полевая зависимость  $P_{tr}$ . Средняя панель:  $P_{tr}^{\sim}(H)$ , измеренная при  $E^{\sim} = 125$  кВ/м и  $E_- = +500$  кВ/м,  $E_- = -500$  кВ/м (красная и чёрная кривые соответственно). Нижняя панель: полевая зависимость полуразности  $P_{tr}^{\sim}(H)$ . Синяя сплошная кривая показывает масштабированную производную прошедшей мощности по полю. Для масштабирования использовались два разных коэффициента: один для  $H < 1.1$  Тл и другой для больших полей.  $\nu = 38.6$  ГГц,  $T = 4.2$  К.

## Глава 5

# Обсуждение результатов

Полученное при обработке экспериментальных данных (представленных на рис. 4.2–4.5) значение электрической поляризации в  $\text{CuCrO}_2$  для домена “А” составляет  $p = 110 \pm 15$  мкКл/м<sup>2</sup>, что совпадает со значением, полученным из экспериментов по измерению пиротока  $p \approx 120$  мкКл/м<sup>2</sup> [12, 13]. Сдвиг линии поглощения от доменов “В” и “С” связан не только с изменением энергетической щели, но и с поворотом спиновой плоскости в электрическом поле. Спектры  $\nu(H, E)$  для этих доменов получены численно. Величина поляризации, полученная из  $P_{tr}^{\sim}(H)$ , соответствующей линиям поглощения от доменов “В” и “С” составляет  $p = 65 \pm 15$  мкКл/м<sup>2</sup>; такое заниженное значение поляризации вероятнее всего связано с гистерезисным поведением спиновой плоскости при колебаниях в переменном электрическом поле  $E^{\sim}$ . В предположении, что спиновая плоскость полностью запинингована (то есть, без учёта поворота спиновой плоскости в  $E^{\sim}$ ), величина поляризации получается  $p = 160$  мкКл/м<sup>2</sup>. Наблюдаемая в экспериментах по пиротоку величина поляризации ( $p \approx 120$  мкКл/м<sup>2</sup>) находится между значениями, получаемыми в рамках моделей полностью запинингованной и незапинингованной плоскостей.

## Глава 6

### Заключение

Изучено влияние внешнего электрического поля на частоты антиферромагнитного резонанса в разных магнитных доменах образцов  $\text{CuCrO}_2$ . Получено качественное согласие наблюдаемых сдвигов с ожидаемыми в рамках теоретической модели [5]. Сдвиги резонансных кривых при ориентации полей  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$  и  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n}$  находятся в количественном согласии с модельными. Таким образом, показано, что низкочастотная спиновая динамика в  $\text{CuCrO}_2$  определяется совместными колебаниями спиновой плоскости и электрической поляризации.

# Глава 7

## Благодарности

Автор благодарит Свистова Л. Е. за чуткое руководство и всех сотрудников группы спиновой динамики за поддержку и обучение технике эксперимента.

# Литература

1. M. Poienar, F. Damay, C. Martin, V. Hardy, A. Maignan, and G. Andre. *Phys. Rev. B*, 79:014412, 2009.
2. K. Kimura, T. Otani, H. Nakamura, Y. Wakabayashi, and T. Kimura. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 78:113710, 2009.
3. A. I. Smirnov and I. N. Khlyustikov. *Sov. Phys. JETP*, 78:558, 1994.
4. A. Maisuradze, A. Shengelaya, H. Berger, D. M. Djokic, and H. Keller. *Phys. Rev. Lett.*, 108:247211, 2012.
5. V. I. Marchenko. *JETP*, 119:1084, 2014.
6. M. Frontzek, G. Ehlers, A. Podlesnyak, H. Cao, M. Matsuda, O. Zaharko, N. Aliouane, S. Barilo, and S. V. Shiryayev. *J. Phys.: Condens. Matter*, 24:016004, 2012.
7. O. Aktas, G. Quirion, T. Otani, and T. Kimura. *Phys. Rev. B*, 88:224104, 2013.
8. M. Soda, K. Kimura, T. Kimura, and Hirota K. *Phys. Rev. B*, 81:100406(R), 2010.
9. A. M. Vasiliev, L. A. Prozorova, L. E. Svistov, V. Tsurkan, V. Dziom, A. Shuvaev, Anna Pimenov, and A. Pimenov. *Phys. Rev. B*, 88:144403, 2013.
10. Yu. A. Sakhratov, L. E. Svistov, P. L. Kuhns, H. D. Zhou, and A. P. Reyes. *JETP*, 119:880, 2014.
11. M. Poienar, F. Damay, C. Martin, J. Robert, and S. Petit. *Phys. Rev. B*, 81:104411, 2010.
12. K. Kimura, H. Nakamura, S. Kimura, M. Hagiwara, and T. Kimura. *Phys. Rev. Lett.*, 103:107201, 2009.
13. K. Kimura, H. Nakamura, K. Ohgushi, and T. Kimura. *Phys. Rev. B*, 78:140401(R), 2008.
14. E. Mun, M. Frontzek, A. Podlesnyak, G. Ehlers, S. Barilo, S. V. Shiryayev, and Vivien S. Zapf. *Phys. Rev. B*, 89:054411, 2014.
15. A. F. Andreev and V. I. Marchenko. *Sov. Phys. Usp.*, 130:39, 1980.