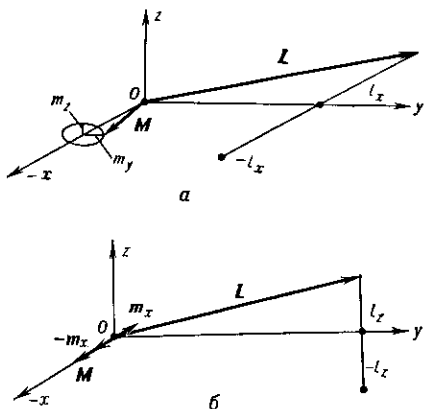


со спонтанно нарушенной симметрией (теорема Голдстоуна). Установление упорядоченного состояния в легкослоистном АФ приводит к спонтанному нарушению симметрии — в изотропной базисной плоскости появляется выделенное направление — направление вектора антиферромагнетизма  $L$ . Однако это направление ничем не зафиксировано, и вращение вектора  $L$

Рис. 4. Колебания векторов  $L$  и  $M$  при антиферромагнитном резонансе в легкослоистном антиферромагнетике со слабым ферромагнетизмом: а — низкочастотная мода,  $m_y/(H+H_D) = im_z/H = -lx/2H_E$ ; б — высокочастотная мода,  $m_x/\sqrt{H_A} = il_z/\sqrt{2H_E}$ .



в плоскости не влияет на энергию АФ. Поэтому частота колебаний в плоскости должна обращаться в нуль в отсутствие внеш. поля. Это же наблюдается и в состоянии с опрокинутыми подрешётками [в спин-флоп фазе, ф-ла (2)].

Учёт любого слабого (по сравнению с  $M_0H_A$  и  $M_0H_E$ ) взаимодействия, фиксирующего направление вектора  $L$  в базисной плоскости, приводит к появлению щели в спектре А. р. и вместо  $\omega_1 = \gamma H_0$  ф-ла для резонансной частоты принимает вид

$$\omega_1 = \gamma \sqrt{H_0^2 + H_{эфф} H_E}, \quad (16)$$

где поле  $H_{эфф}$  обусловлено разл. процессами, происходящими в кристалле при установлении в нём магн. упорядочения. Пока изучены два источника возникновения  $H_{эфф}$  — спонтанная стрижия и упорядочение ядерных магн. моментов под действием сверхтонкого взаимодействия. Возникающее в результате спонтанной стрижии поле  $H_{эфф}$  для ромбоэдрич. кристаллов может быть выражено через модули упругости ( $s_i$ ) и константы магнитострикции ( $\lambda_k$ ):

$$H_{эфф}^{M. y.} = \frac{1}{M_0} \frac{4\lambda_3^2 s_3 + \lambda_4^2 s_3 - \lambda_3 \lambda_4 s_6}{4(s_3 s_6 - s_6^2)}. \quad (17)$$

Хотя величина магнитоупругого поля  $H_{эфф}^{M. y.}$  мала ( $\sim 1$  Э), его действие, усиленное полем  $H_E$ , приводит к заметной щели в спектре А. р. для ряда АФ. Напр., в гематите ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) щель  $\omega_{M. y.} = \gamma \sqrt{2H_{эфф}^{M. y.} \cdot H_E} \approx 3$  ГГц.

Возникающее в результате сверхтонкого взаимодействия поле

$$H_{эфф}^{C. T.} = N \mu_{яд}^2 A_0^2 M_0 / 3kT. \quad (18)$$

Здесь  $N$  — число магн. ионов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $\mu_{яд}$  — ядерный магн. момент,  $A_0$  — безразмерная константа сверхтонкого взаимодействия. Эффект сверхтонкого взаимодействия проявляется при низких темп-рах. Для иона  $\text{Mn}^{2+}$   $H_{эфф}^{C. T.}(\text{Э}) = 9/T(\text{К})$  и при  $T = 4 \text{ К}$  в соединениях  $\text{MnCO}_3$  и  $\text{CsMnF}_3$  щель в спектре, возникающая в результате сверхтонкого взаимодействия, эквивалентна действию магн. поля  $\approx 1$  кЭ и составляет  $\approx 3$  ГГц.

В кубич. АФ встречаются в осн. два типа магн. структур. В структуре первого типа вектор  $L$  направлен вдоль кристаллографич. оси [100]. В этом случае в поле (1—5) кЭ, направленном вдоль оси [100], векторы намагниченности подрешёток устанавливаются перпенди-

кулярно приложенному полю, и спектр А. р. подобен тому, к-рый наблюдается в опрокинутом легкослоистном АФ. В слабых полях образец бывает разбит на  $90^\circ$  T-домены (см. Антиферромагнитные домены) и наблюдается неск. линий А. р. В структуре 2-го типа вектор  $L$  лежит в одной из четырёх плоскостей типа (111). В этом случае с помощью магн. поля невозможно уничтожить T-домены и перевести АФ в однодоменное состояние. В любых полях, меньших поля схлопывания подрешёток (спин-флипа), наблюдается неск. линий А. р. со сложной зависимостью их резонансных полей от угла между полем и кристаллографич. осями образца. Все линии от разных T-доменов сливаются в одну, когда  $H_0 \parallel [100]$ .

В орторомбич. АФ и кристаллах с более низкой симметрией наблюдаются две щели в спектре А. р. У них в отсутствие внеш. магн. поля наблюдаются две частоты А. р.:  $\omega_1 = \gamma \sqrt{H_E H_{A1}}$  и  $\omega_2 = \gamma \sqrt{H_E H_{A2}}$ , где  $H_{A1}$  и  $H_{A2}$  — поля анизотропии относительно оси лёгкого намагничивания и оси, следующей за ней по значению энергии анизотропии.

Обычно  $H_A \sim 10^3 - 10^4$  Э (кроме кубич. кристаллов), а обменные поля  $H_E \sim 10^5 - 10^7$  Э. Поэтому частоты А. р. изменяются от 10 до сотен ГГц. Однако есть много АФ, в к-рых значения  $H_A$  и  $H_E$  на порядок больше. Частоты А. р. приходятся в этом случае на область дальнего ИК-диапазона, где их не всегда можно отличить от др. типов возбуждений.

Изучение спектров А. р. в достаточно широкой области частот и магн. полем даёт обширную информацию о магн. структуре, величинах обменного, анизотропного, сверхтонкого, магнитоупругого и др. видов взаимодействия в антиферромагнетиках, а также о температурной зависимости этих взаимодействий. Изучение ширины линии А. р. в принципе позволяет раскрыть природу процессов релаксации магновнов в АФ.

Для наблюдения А. р. используются радиоспектротометры, аналогичные применяемым для изучения ЭПР, но позволяющие проводить измерения на высоких (до 1000 ГГц) частотах и в сильных (до 1 МГс) магн. полях. Наиболее перспективны спектрометры, в к-рых сканируется не магн. поле, а частота. Получили распространение оптич. методы детектирования А. р.

Лит.: Туров Е. А., Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, М., 1963; Гуревич А. Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках, М., 1973.

А. С. Боровик-Романов.

**АНТИЧАСТИЦЫ** — элементарные частицы, имеющие те же значения масс, спинов и др. физ. характеристик, что и их «двойники» — «частицы», но отличающиеся от них знаками нек-рых характеристик взаимодействия (зарядов, напр. знаком электрич. заряда).

Существование А. было предсказано П. А. М. Дираком (Р. А. М. Dirac). Полученное им в 1928 квантовое релятивистское ур-ние движения электрона (см. Дирака уравнение) с необходимостью содержало решения с отрицат. энергиями. В дальнейшем было показано, что исчезновение электрона с отрицат. энергией следует интерпретировать как возникновение частицы (той же массы) с положит. энергией и с положит. электрич. зарядом, т. е. А. по отношению к электрону. Эта частица — *позитрон* — открыта в 1932.

В последующих экспериментах было установлено, что не только электрон, но и все остальные частицы имеют свои А. В 1936 в космич. лучах были открыты *мюон*  $\mu^-$  и его А.  $\mu^+$ , а в 1947 —  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезоны, составляющие пару частица-А.; в 1955 в опытах на ускорителе зарегистрирован *антипротон*, в 1956 — *антинейтрон* и т. д. К наст. времени наблюдались А. практически всех известных частиц, и не вызывает сомнения, что А. имеются у всех частиц.

Существование и свойства А. определяются в соответствии с фундам. принципом квантовой теории поля — её инвариантностью относительно *CPT*-преобразования (см. Теорема CPT). Из *CPT*-теоремы следует, что масса,