

воляет определить значения обменных констант J_{ik} для ионов как первой, так и последующих координац. сфер.

В случае, когда нужно получить ф-лы только для нач. участка спектра спиновых волн ($ak \ll 1$), широко используется феноменологич. теория. В этой теории состояние АФМ характеризуется заданием в каждой точке двух или нескольких (по числу подрешёток) векторов плотности магн. моментов $M_i(r, t)$, являющихся ф-циями координат и времени. В качестве осн. состояния выбирается состояние с однородными значениями плотностей моментов M_i^0 . Для нахождения возбуждённых состояний записывают ур-ния движения магн. моментов:

$$\partial M_i / \partial t = \gamma [M_i H_{\text{эфф}}^i], \quad (18)$$

где $H_{\text{эфф}}^i$ — вариационная производная от плотности свободной энергии $\Phi [M_i(r, t)]$.

5. Взаимодействие электромагнитного излучения с антиферромагнетиками

Важная информация о природе А. получена при изучении взаимодействия эл.-магн. излучения с АФМ, существенно различающегося для радиочастотного диапазона и оптич. области.

Радиочастотный диапазон. В области частот до неск. сотен ГГц с АФМ взаимодействует магн. вектор эл.-магн. волны. При частотах порядка неск. МГц радиочастотное излучение взаимодействует с магн. моментами ядер разл. ионов в АФМ. При этом наблюдается ЯМР, к-рый в АФМ имеет ряд отличит. особенностей.

Сверхтонкому взаимодействию между магн. моментами электрона и ядра соответствует эффективное сверхтонкое (СТ) поле H_n , действующее на магн. моменты ядер ионов. Это поле пропорционально величине намагниченности подрешёток АФМ и имеет в каждом узле решётки α свой определ. величину и направление. В результате ЯМР в АФМ можно наблюдать и в отсутствие внеш. магн. поля на частоте

$$\omega_{n0}^\alpha = \gamma_n^\alpha H_n^\alpha = \gamma_n^\alpha A^\alpha M_0. \quad (19)$$

Здесь γ_n^α — ядерное гиромагн. отношение, A^α — константа энергии сверхтонкого взаимодействия.

Если ЯМР наблюдается на ядрах немагн. ионов (H^+ , $^{16}F^-$ и др.), то локальное сверхтонкое поле $H_n \sim 10^3$ Э и частота ЯМР составляет неск. МГц. Измерения температурной зависимости ω_{n0} позволяют определить зависимость от T намагниченности подрешёток АФМ (в предположении независимости констант A^α от темп-ры). В ходе таких экспериментов проверялись теория спиновых волн (низкие темп-ры) и совр. теория фазовых переходов (при темп-рах, близких к T_N).

Эффективные СТ-поля на ядрах магн. ионов достигают 10^8 Э для $3d$ -ионов и 10^7 – 10^8 Э для редкоземельных ионов. Соответственно частоты ЯМР сдвигаются из области $\sim 10^8$ Гц в область $\sim 10^9$ – 10^{10} Гц. Такие большие H_n могут изучаться не только методом ЯМР, но и на основе *Мессбауэра эффекта*.

При изучении ЯМР на ядрах ^{55}Mn обнаружено, что в АФМ наряду со статич. сдвигом частоты ω_{n0} существует динамич. сдвиг, к-рый характерен для АФМ с малой щелью в спектре спиновых волн (легкоплоскостные, кубические, с низкой T_N) и наблюдается только при низких темп-рах.

При темп-рах ок. 1 К ядерные магн. моменты образуют благодаря *сул-накамуровскому взаимодействию* упорядоченные подрешётки с намагниченностью m_i . Динамич. сдвиг частоты ЯМР есть следствие возникновения коллективных электронно-ядерных колебаний. Такие колебания возникают в результате СТ-взаимодействия при близости собств. частот электронной и ядерной спиновых систем. Это условие выполняется в слабых внеш. магнитных полях; тогда возникают две ветви смешанных электронно-ядерных колебаний, их можно по-

лучить, решая систему ур-ний (18) для намагниченностей не только электронных, но и ядерных подрешёток. При этом в выражение для потенциала Φ нужно добавить член, описывающий СТ-взаимодействие ($-A M_i m_i$). Выражение для частоты ЯМР в этом случае имеет вид:

$$\omega_n^2 = \omega_{n0}^2 \frac{\omega_{e0}^2}{\omega_{e0}^2 + \omega_T^2} = \omega_{n0}^2 \frac{1}{1 + (\omega_T / \omega_{e0})^2}, \quad (20)$$

где $\omega_T = |\gamma_e \sqrt{H_E |Am|}|$, ω_{e0} — частота колебаний электронной спиновой системы без учёта СТ-взаимодействия (щель в спектре спиновых волн). Динамич. сдвиг частоты существует только при $\omega_{e0} \ll \omega_T$. В опытах макс. сдвиг достигал $\omega_n / \omega_{n0} \approx 0,2$ – $0,3$. Сдвиг зависит от темп-ры ($m \sim 1/T$) и от магн. поля (для легкоплоскостного АФМ $\omega_{e0} = \gamma_e H_0$). Поэтому он наблюдается только при низких темп-рах (≈ 1 К) и быстро уменьшается, приближаясь к нулю с ростом поля ($H_0 > 4$ – 5 кЭ). Естественно, что влияние СТ-взаимодействия изменяет и величину щели спектра спиновых волн:

$$\omega_e^2 = \omega_{e0}^2 + \omega_T^2. \quad (21)$$

Поскольку ядерная спиновая система является коллективизированной, в ней существуют свои коллективные возбуждения — ядерные спиновые волны. Их спектр может быть также получен из ур-ний (18):

$$\omega_{nk} = \omega_{n0} \frac{\omega_{e0}^2 + \omega_E^2 (ak)^2}{\omega_{e0}^2 + \omega_T^2 + \omega_E^2 (ak)^2}. \quad (22)$$

Ядерные спиновые волны наблюдались в экспериментах по их параметрич. возбуждению. Механизм параметрич. возбуждения спиновых волн в АФМ связан с нелинейным взаимодействием двух разл. типов колебаний векторов L и M , соответствующих разл. ветвям спектра спиновых волн.

Электронный резонанс в АФМ даёт информацию о щели в спектре спиновых волн и о релаксац. процессах в электронной спиновой системе. В АФМ можно возбуждать спиновые волны с $k \neq 0$ однородным СВЧ-полем большой амплитуды. Измеряя порог такого параметрич. возбуждения спиновых волн, определяют время их жизни для разл. значений магн. поля и темп-ры.

В субмиллиметровой области для волн обнаружены магн. поля ритоны — *квазичастицы*, возникающие в результате взаимодействия фотонов и магнонов, когда их энергии близки.

Оптический диапазон. Для эл.-магн. излучения с частотой, большей частот одномогн. возбуждений, проникаемость АФМ можно считать равной 1. На столь больших частотах с веществом взаимодействует только электрич. вектор волны. Связь с магн. системой осуществляется благодаря спин-орбитальному взаимодействию на возбуждённых электронных уровнях магн. ионов.

В далёкой ИК-области спектра в тетрагональных фторидах Mn , Fe и Co наблюдались спектральные линии, отвечающие двумагнонному поглощению эл.-магн. излучения, к-рые оказываются в АФМ очень интенсивными.

Большое число АФМ прозрачно в видимой области эл.-магн. спектра. В одноосных прозрачных АФМ обнаружено значит. изменение линейного двойного лучепреломления света (см. *Коттона — Мутона эффект*), пропорциональное L^2 . Величина двойного лучепреломления сравнима с круговым двойным лучепреломлением (*Фарадея эффектом*) в ферромагнетиках. Магн. двойное лучепреломление в АФМ определяется зависимостью тензора диэлектрич. проникаемости ϵ от величины компонентов вектора L :

$$\Delta \epsilon_{ik} = g_{ik\alpha\beta} L_\alpha L_\beta. \quad (23)$$

Тензор является симметричным. Его действ. часть описывает магн. линейное двойное лучепреломление,