ментов ионов μ_i^a, находящихся в узле r_i подрешётки a:

$$\mu_i^a(r_i,\ t) = \mu_0^a + m^a e^{(i\,\omega t - kr_i)}. \qquad (10)$$

На рис. 5 схематически показана картина прецессии магн. моментов при распространении спиновой волны в легкоосном двухподрешёточном АФМ. На языке квантовой механики спиновая волна — это *квазичастица* (*магнон*), обладающая энергией $\varepsilon = \hbar\omega$ и квазиимпульсом $p = \hbar k$, где k — *волновой вектор*.

Приложение теории спиновых волн к АФМ состоит в определении энергии $\mathscr{E}_0$ осн. состояния АФМ (при

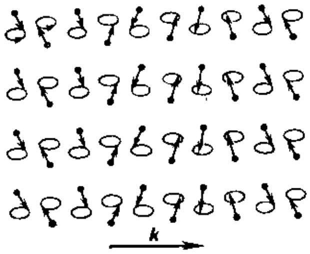

Рис. 5. Схема прецессии магнитных моментов атомов двухподрешёточного легкоосного антиферромагнетика при распространении в последнем спиновой волны с волновым вектором k (в действительности растворы конусов прецессии для двух подрешёток несколько отличаются, см. *Антиферромагнитный резонанс*).

$T = 0$ К) и закона дисперсии (спектра) спиновых волн, т. е. зависимости их энергии (частоты ω) от импульса (волнового вектора k). Из закона дисперсии можно методами статистич. физики определить термодинамич. и кинетич. свойства АФМ. В микроскопич. теории спиновых волн рассматривается взаимодействие спиновых моментов магн. ионов друг с другом и с внеш. полем. Соответственно гамильтониан $\mathscr{H}$ в простейшем случае одноосного АФМ и взаимодействия магн. иона с ближайшими к нему ионами может быть записан в след. виде:

$$\mathscr{H} = J\sum_{j,\,\delta} S_j^a S_{j+\delta}^b - g\mu_B H_A\left(\sum_j S_{jz}^a - \sum_j S_{jz}^b\right) - $$
$$- g\mu_B H\left(\sum_j S_{jz}^a + \sum_j S_{jz}^b\right), \qquad (11)$$

где S_j^a, S_j^b — операторы спинов магн. ионов двух (a и b) подрешёток соответственно, $j = 1, 2, \ldots, N/2$ (N — общее число магн. ионов), индекс $\delta = 1, 2, \ldots, z$ пробегает номера ближайших соседей j-го иона (предполагается, что все они принадлежат др. подрешётке), J — обменный интеграл, g — *Ланде множитель*, μ_B — магнетон Бора. Второй член описывает энергию анизотропии для подрешёток a и b, третий — магн. энергию во внеш. поле H, направленном вдоль оси z. Приведение гамильтониана к диагональному виду в представлении чисел заполнения n_k (см. *Вторичное квантование*), т. е.

$$\mathscr{H} = \mathscr{E}_0 + \sum_k (n_k + {}^1\!/_2)\,\hbar\omega_k, \qquad (12)$$

позволяет получить выражения для энергии осн. состояния $\mathscr{E}_0$ и для спектра спиновых волн $\omega(k)$.

Нахождение энергии осн. состояния АФМ в квантовой теории спиновых волн встречается с трудностью, не существующей в теории *ферромагнетизма*. Состояние идеального антиферромагн. порядка в кристаллич. решётке, т. е. наличие двух подрешёток с номинальной намагниченностью, равной $\mu N/2$, не соответствует минимуму энергии системы и не является собственным для гамильтониана (11). Оценка показывает, что намагниченность подрешёток может быть меньше $\mu N/2$ на 5—10%.

Для закона дисперсии (спектра) спиновых волн получаем

$$\hbar\omega_{k,\,1,\,2} = g\mu_B H_E\left[(1 + H_A/H_E)^2 - \Gamma_k^2\right]^2 \pm g\mu_B H, \qquad (13,\ а)$$

где

$$H_E = 2JSz/\gamma,\ \Gamma_k = \frac{1}{z}\sum_a e^{ika},\ \gamma = g\mu_B/\hbar. \qquad (13,\ б)$$

Здесь z — число ионов — ближайших соседей, a — их радиус-вектор, k — волновой вектор спиновой волны. Для малых k ф-лы (13) сильно упрощаются и закон дисперсии имеет вид:

$$\omega = \left[\gamma^2 H_A(2H_E + H_A) + \omega_E^2\,(ak)^2\right]^{1/2} \pm \gamma H, \qquad (14)$$

где $\omega_E = p\gamma H_E$ (p — численный коэф. ~ 1, зависящий от типа кристаллич. решётки).

При возбуждении спиновой волны в легкоосном АФМ атомные магн. моменты начинают прецессировать вокруг оси лёгкого намагничивания. Фаза прецессии в каждом соседнем атомном слое, перпендикулярном вектору k, сдвинута на угол $\varphi = kd$ (d — расстояние между атомными слоями). Схематически это изображено на рис. 5. Однако растворы конусов прецессии очень малы и различаются для разных подрешёток. В случае АФМ др. симметрии движение атомных магн. моментов в спиновой волне может быть более сложным и их часто удобней описывать колебаниями компонентов векторов L и M.

Закон дисперсии (14) — исключение. Для большинства АФМ для i-ой электронной (e)ветви

$$\omega_{eki}^2 = \omega_{e0i}^2 + \omega_{Ei}^2\,(ak)^2, \qquad (15)$$

где частота однородных колебаний ω_{e0} с $k = 0$ является ф-цией H_A, H_E и H. Индекс i соответствует номеру ветви спиновых волн. В общем случае число ветвей равно числу подрешёток. Всегда существуют две т. н. релятивистские ветви, для к-рых $\omega_{e0i} = 0$ при $H_A = 0$ и $H = 0$. При $\omega_{e0} = 0$

$$\omega_{eki} = \omega_{Ei}\,(ak). \qquad (16)$$

Т. о., закон дисперсии для спиновых волн в АФМ имеет линейный характер, как у фононов (в отличие от квадратичного у ферромагнетиков). Конкретные ф-лы для ω_{e0i} в случае релятивистских ветвей приведены в ст. *Антиферромагнитный резонанс*. Все остальные ветви — «обменные» с $\omega_{e0i} \sim \omega_E$.

Вследствие линейного закона дисперсии законы для температурной зависимости магн. части теплоёмкости c_M и намагниченности M_0 подрешёток имеют вид:

$$c_M = \frac{8\pi^2 R}{15}\left(\frac{kT}{\hbar\omega_E}\right)^3,\ M_0(0) - M_0(T) = \frac{g^2\mu_B^2 H_E}{6a^3\hbar\omega_E}\left(\frac{kT}{\hbar\omega_E}\right)^2 \qquad (17)$$

(R — универсальная газовая постоянная), и качественно отличаются от соответствующих зависимостей ферри- и ферромагнетиков.

При $kT < \hbar\omega_{e0}$ обе эти величины изменяются по экспоненциальному закону $\sim \exp(-\hbar\omega_{e0}/kT)$.

Для эксперим. изучения температурной зависимости намагниченности подрешёток пользуются методами

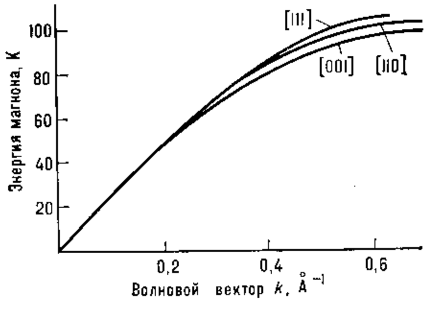

Рис. 6. Закон дисперсии (спектр)спиновых волн в антиферромагнетике $RbMnF_3$, определённый методом неупругого рассеяния нейтронов.

магн. нейтронографии, измеряют частоты *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР). Величина щели в спектре спиновых волн определяется методом антиферромагн. резонанса. Наиб. полную информацию о законе дисперсии спиновых волн в широкой области значений волнового вектора k даёт метод неупругого рассеяния нейтронов (рис. 6). Расшифровка подобных спектров поз-