

В. КАМЕНСКИЙ, АНУ ТИГАНЕ

ПОГЛОЩЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ ВБЛИЗИ ТОЧКИ НЕЕЛЯ

Если предположить, что влияние неоднородностей и примесей на распространение звука в магнетиках несущественно, то поглощение энергии звуковых волн будет определяться взаимодействием их с тепловыми фононами и спиновой системой. Представляет определенный интерес выделение эффектов, связанных с магнитным взаимодействием. Поглощение звука в антиферромагнетиках рассматривалось ранее в ряде работ. В работе [1] при помощи квантовой теории возмущений рассмотрено поглощение ВЧ звука и получены частотная и температурная зависимости поглощения. Однако исследован лишь случай малых температур $T \ll \Theta_N, \Theta_D$ (здесь Θ_N — температура Нееля, Θ_D — температура Дебая). Представляет интерес рассмотрение высоких температур $T \sim \Theta_N$, поскольку естественно ожидать, что вблизи критической точки распространение звука будет обладать рядом специфических для области фазовых переходов особенностей. Случай температур, близких к температуре перехода, исследовался в работах [2-4]. Мы будем рассматривать случай высоких частот.

Для описания антиферромагнетиков при температурах, близких к температуре перехода, воспользуемся диаграммной техникой для систем со спин-спиновым взаимодействием. Диаграммный метод теории возмущений для гейзенберговского гамильтониана, позволяющий вычислять термодинамические и корреляционные функции ферромагнетиков в широком интервале температур, был развит в работах В. Вакса, А. Ларкина и С. Пикина [5, 6]. Он представляет собой ряд последовательных приближений метода самосогласованного поля и пригоден для магнетиков с большим радиусом взаимодействия. Этот метод был применен в дальнейшем рядом авторов [7-10] к антиферромагнетикам для нахождения термодинамических и корреляционных функций, а также спектра спиновых волн.

В настоящей работе построена диаграммная техника для антиферромагнетиков со спин-фононным взаимодействием. Получено выражение для затухания ВЧ звука вблизи Θ_N . Найденная частотная и температурная зависимости магнитного затухания звука сравниваются с соответствующими зависимостями для затухания звука на тепловых фононах и с экспериментальными данными.

Рассмотрим двухподрешеточную модель антиферромагнетика с нулевой анизотропией и произвольным обменным взаимодействием между спинами. Гамильтониан такого антиферромагнетика имеет вид

$$\hat{H} = -\mu H \sum_f S_f^z - \mu H \sum_g S_g^z - \frac{1}{2} \sum_{f \neq f'} V(f-f') S_f S_{f'} - \\ - \frac{1}{2} \sum_{g \neq g'} V(g-g') S_g S_{g'} - \sum_{f,g} V(f-g) S_f S_g. \quad (1)$$

Здесь S_f , S_g — операторы спинов атомов, которые считаются закрепленными в узлах кристаллической решетки (индексы f и g соответствуют координатам узлов различных подрешеток); $V(f-f')$, $V(g-g')$, $V(f-g)$ — эффективные потенциалы взаимодействия между спинами соответствующих подрешеток; H — внешнее магнитное поле, направленное по оси z ; μ — магнетон Бора. Суммирование ведется по узлам решетки.

Связь между спинами и колебаниями решетки в гамильтониане (1) будут давать члены, возникающие при разложении потенциалов взаимодействия по смещениям узлов

$$V(i-j) = V^0(i-j) + [\nabla_i V(i-j)]^0 \mathbf{u}_i + [\nabla_j V(i-j)]^0 \mathbf{u}_j, \quad (2)$$

где индекс ноль соответствует величинам, взятым при равновесных значениях координат узлов, а \mathbf{u}_j — смещение соответствующего узла решетки. В дальнейшем мы будем опускать индекс ноль там, где это не приведет к недоразумению.

Для построения последовательных приближений удобно выделить в гамильтониане взаимодействие со средним спином $\langle S_j \rangle$. Подставляя (2) в (1) и учитывая, что

$$\begin{aligned} V(i-j) &= V(j-i), \\ \sum_{i \neq j} \nabla_i V(i-j) \mathbf{u}_i &= \sum_i \mathbf{u}_i \nabla_i \sum_j V(i-j) \equiv 0, \\ \sum_{i \neq j} S_i^z \mathbf{u}_i \nabla_i V(i-j) &= \sum_i S_i^z \mathbf{u}_i \nabla_i \sum_j V(i-j) \equiv 0, \end{aligned}$$

получим

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{вз}}, \quad (1')$$

где

$$\begin{aligned} \hat{H}_0 &= NV_0(f-g) \langle S_f \rangle \langle S_g \rangle + \frac{N}{2} [V_0(f-f') \langle S_f \rangle^2 + V_0(g-g') \langle S_g \rangle^2] - \\ &\quad - [\mu H + \langle S_f^z \rangle V_0(f-f') + \langle S_g^z \rangle V_0(f-g)] \sum_j S_j^z - \\ &\quad - [\mu H + \langle S_g^z \rangle V_0(g-g') + \langle S_f^z \rangle V_0(f-g)] \sum_g S_g^z, \\ \hat{H}_{\text{вз}} &= - \sum_{f,g} V(f-g) [(S_f^z - \langle S_f \rangle) (S_g^z - \langle S_g \rangle) + S_f^+ S_g^- + S_f^- S_g^+] - \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{f,f'} V(f-f') [(S_f^z - \langle S_f \rangle) (S_{f'}^z - \langle S_{f'} \rangle) + 2S_f^+ S_{f'}^-] - \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{g,g'} V(g-g') [(S_g^z - \langle S_g \rangle) (S_{g'}^z - \langle S_{g'} \rangle) + 2S_g^+ S_{g'}^-] - \\ &\quad - \sum_{f,g} \mathbf{u}_f \nabla_f V(f-g) [S_f^z (S_g^z - \langle S_g \rangle) + S_f^+ S_g^- + S_f^- S_g^+] - \\ &\quad - \sum_{f,g} \mathbf{u}_g \nabla_g V(f-g) [S_g^z (S_f^z - \langle S_f \rangle) + S_f^+ S_g^- + S_f^- S_g^+] - \\ &\quad - \sum_{f,f'} \mathbf{u}_f \nabla_{f'} V(f-f') [S_f^z (S_{f'}^z - \langle S_{f'} \rangle) + S_f^+ S_{f'}^- + S_f^- S_{f'}^+] - \\ &\quad - \sum_{g,g'} \mathbf{u}_g \nabla_{g'} V(g-g') [S_g^z (S_{g'}^z - \langle S_{g'} \rangle) + S_g^+ S_{g'}^- + S_g^- S_{g'}^+]. \end{aligned}$$

Здесь $V_0(i-j) = \sum_{i \neq j} V(i-j)$; $S_j^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (S_j^x \pm S_j^y)$; N — число узлов подрешетки.

В нулевом приближении, получающемся при пренебрежении $\hat{H}_{вз}$, спины и фононы не взаимодействуют. Для спиновой системы этот случай соответствует нулевому приближению самосогласованного поля, и средний спин дается выражением

$$\langle S_f^z \rangle = b(y_f) \equiv b_f, \quad \langle S_g^z \rangle = b(y_g) \equiv b_g, \quad (3)$$

где

$$y_f = \beta [\mu H + \langle S_f^z \rangle V_0(f-f') + \langle S_g^z \rangle V_0(f-g)],$$

$$y_g = \beta [\mu H + \langle S_g^z \rangle V_0(g-g') + \langle S_f^z \rangle V_0(f-g)],$$

$$\beta = \frac{1}{T},$$

а $b(y)$ — функция Бриллюэна

$$b(y) = \left(S + \frac{1}{2} \right) \text{cth} \left(S + \frac{1}{2} \right) y - \frac{1}{2} \text{cth} \frac{y}{2}.$$

Мы будем рассматривать случай, когда $V(g-g') = V(f-f')$ при $g-g' = f-f'$, поэтому

$$y_f = -y_g \equiv y, \quad b_f = -b_g \equiv b.$$

Кроме того обозначим

$$\sum_f V(f-f') = \sum_g V(g-g') \equiv I_0, \text{ а для } \sum_{f-g} V(f-g)$$

оставим обозначение V_0 .

Для нахождения следующих приближений воспользуемся температурной диаграммной техникой, развитой в [5, 6].

Поправки к гриновской функции фононов $D(\mathbf{r}, \tau; \mathbf{r}', \tau') = -\langle \hat{T} \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{r}, \tau) \tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{r}', \tau') \rangle$, где $\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{r}, \tau)$ — оператор смещения центра тяжести ячейки, будут изображаться совокупностью различных связанных диаграмм, каждую из которых можно представить в виде одноячеечных блоков Γ_f и Γ_g , соединенных соответствующими линиями взаимодействия $V(i-j)$, $\nabla_i V(i-j)$ и фононными линиями. Каждая линия взаимодействия соединяет вершины различных (по координатам) блоков: либо S^z с S^z , либо S^+ с S^- . Будем изображать блоки, относящиеся к подрешеткам f и g и содержащие n операторов спина и m фононных операторов, соответственно кружком и квадратом с n исходящими линиями взаимодействия и m фононными линиями. В импульсном представлении этим линиям сопоставляются определенные частоты и импульсы и в каждом блоке выполняются законы сохранения. На рис. 1 изображено несколько типичных блоков.

Вычисление одноячеечных блоков, не содержащих фононных операторов, производится по правилам, полученным в [5]. Фурье-компонента одноячеечного блока Γ_n с n исходящими линиями взаимодействия (напр., графики a , b , v на рис. 1) дается выражением

$$\Gamma_n^{\alpha_1, \dots, \alpha_n}(\omega_1, \dots, \omega_n) =$$

$$= T^n \int \prod_{j=1}^n d\tau_j e^{i\omega_j \tau_j} \langle \hat{T} \prod_{j=1}^n S^{\alpha_j}(\tau_j) \rangle - \prod_{m_1 + \dots + m_k = n} \Gamma_{m_1}^{\alpha_1, \dots, \alpha_{m_1}} \dots \Gamma_{m_k}^{\alpha_{m_k}, \dots, \alpha_n}. \quad (4)$$

Здесь $S^\alpha(\tau) = e^{\hat{H}_0\tau} S^\alpha e^{-\hat{H}_0\tau}$; \hat{T} — символ T -упорядочения; $i\omega_m = 2\pi imT$ — мнимые частоты диаграммной техники, а среднее $\langle \dots \rangle$ берется с матрицей плотности $Q_0 = \exp(-\beta\hat{H}_0) / \text{Sp} \exp(-\beta\hat{H}_0)$. Второе слагаемое в правой части (4) представляет собой сумму произведений всех возможных блоков меньшего порядка.

В конечном итоге Γ_n выражаются через функции Грина $G_j(\omega_n)$, которые определены следующим образом:

$$G_j(\omega_n) = \frac{1}{y_j - i\beta\omega_n}.$$

В этой формуле, а также при вычислении $b(y_j)$ и различных производных $b(y_j)$ по y_j индекс j принимает соответствующие подрешетке значения f или g .

Кроме одноячеечных блоков описанного выше типа имеются и блоки Γ_{nm} (напр., графики g , d , e на рис. 1) с n операторами спина и m фоновыми операторами. Легко показать, что выражения для Фурье-компонент таких блоков получаются из выражений для блоков Γ_n при определенной замене частот. Если в блоке Γ_{nm} имеются операторы $S^{\alpha_j}(\tau_j)$ и $\tilde{u}(\tau_j)$ с совпадающими временными аргументами, то для получения его Фурье-компоненты необходимо в выражении (4) заменить ω_j на $\omega_j + \Omega_j$, где Ω_j — частота соответствующей фоновой линии. Например, графику a рис. 1 при α_1 и α_2 , имеющих знак плюс и минус соответственно, сопоставляется выражение

$$\Gamma_2^+(\omega_1, \omega_2) = b_f G_f(\omega_1) \delta(\omega_1 - \omega_2),$$

а графику d при тех же α_1 и α_2

$$\Gamma_{21}^+(\omega_1, \omega_2, \Omega_1) = b_f G_f(\omega_1 + \Omega_1) \delta(\omega_1 + \Omega_1 - \omega_2).$$

При вычислении вкладов, соответствующих диаграммам разных порядков, производится суммирование по внутренним частотам и импульсам. В результате однократного суммирования по импульсу получается выражение, пропорциональное $r_0^{-3} = \left(\frac{d}{R_0}\right)^3$, где R_0 — среднеквадратичный радиус взаимодействия, d — размер ячейки. Таким образом, поправка порядка l в разложении по r_0^{-3} будет изображаться совокупностью диаграмм, содержащих l замкнутых петель.

В случае двухподрешеточной модели элементарная ячейка имеет вид куба со стороной, равной $2a$ (a — постоянная решетки), и содержит по четыре иона каждого сорта. Пренебрегая в первом приближении смещениями ионов внутри ячейки, положение центра тяжести ячейки можно представить в виде

$$\Gamma_{ц.т.} = \frac{\Gamma_f + \Gamma_g}{2},$$

где Γ_f и Γ_g — координаты ионов f и g , находящихся на диагонали элементарной ячейки.

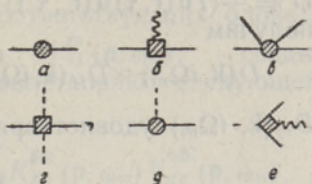


Рис. 1. Одноячеечные блоки диаграммной техники.

Подставляя $\mathbf{r}_{\text{д.т.}}$ в выражение для гриновской функции фононов $D = -\langle \hat{T} \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{r}, \tau) \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{r}', \tau') \rangle$ и переходя к импульсному представлению, получим

$$D(\mathbf{k}, i\Omega_m) \approx D_{ff}(\mathbf{k}, i\Omega_m) + D_{fg}(\mathbf{k}, i\Omega_m) + D_{gf}(\mathbf{k}, i\Omega_m) + D_{gg}(\mathbf{k}, i\Omega_m). \quad (5)$$

$D_{ij}(\mathbf{k}, i\Omega_m)$ удовлетворяет системе уравнений

$$D_{ij} = D_{ij}^{(0)} + D_{ip}^{(0)} \Pi_{pq} D_{qj},$$

а гриновская функция акустической ветви свободных фононов $D_{ij}^{(0)}(\mathbf{k}, i\Omega_m)$ дается выражением

$$D^{(0)}(\mathbf{k}, i\Omega_m) = -\frac{1}{M[\Omega_m^2 + \Omega_0^2(\mathbf{k})]},$$

где M — масса иона.

Решая систему уравнений для $D_{ij}(\mathbf{k}, i\Omega_m)$ и подставляя полученные выражения в (5), имеем в результате

$$D(\mathbf{k}, i\Omega_m) = \frac{D_{fg}^{(0)} + D_{ff}^{(0)} + D_{gf}^{(0)} + D_{gg}^{(0)}}{1 - D_{gf}^{(0)} \Pi_{fg} - D_{gg}^{(0)} \Pi_{gg} - D_{fg}^{(0)} \Pi_{gf} - D_{ff}^{(0)} \Pi_{ff}}. \quad (5')$$

Поглощение звука будет определяться мнимой частью полюса $D(\mathbf{k}, \Omega)$, т. е. мнимыми частями $\Pi_{ij}(\mathbf{k}, \Omega)$.

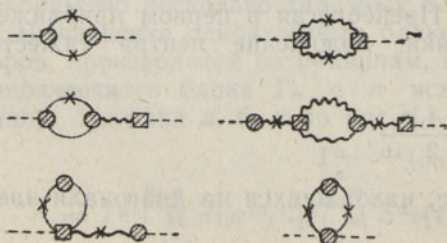
Рассмотрим поглощение звука в том случае, когда его частота удовлетворяет условию $\Omega t_S \gg 1$, где t_S — характерное время релаксации спиновой системы. Время релаксации для случая $\frac{1}{r_0^3 \gamma \tau} \ll 1$, когда верна эта техника, было найдено в [9] и дается выражением

$$t_S^{-1} \sim \frac{\ln \tau}{r_0^3 \gamma \tau} \sqrt{V_0(V_0 - I_0)},$$

где $\tau = \frac{\Theta_N - T}{\Theta_N}$, поэтому частота звука должна удовлетворять следующему неравенству:

$$\Omega \gg \frac{\ln \tau}{r_0^3 \gamma \tau} \sqrt{V_0(V_0 - I_0)} \sim \frac{\ln \tau}{r_0^3 \gamma \tau} \Theta_N.$$

В этом случае мы можем вовсе не учитывать процессы релаксации и рассматривать поглощение звука как абсорбцию звуковых квантов магнонами.



Рассмотрим первый член в разложении собственно-энергетической части Π по r_0^{-3} . Неприводимая собственно-энергетическая часть Π_1 в этом случае будет изображаться совокупностью диаграмм с одной пет-

Рис. 2. Некоторые диаграммы неприводимой собственно-энергетической части Π_1 .

лей. Некоторые из этих диаграмм изображены на рис. 2. Сплошная линия соответствует эффективному взаимодействию $V_{ij}^{+-}(\mathbf{p}, \omega_n)$, которое соединяет вершину S^+ с вершиной S^- соответствующих блоков, а волнистая — эффективному взаимодействию $V_{ij}^{zz}(\mathbf{p}, \omega_n)$, соединяющему вершины S^z . Эти взаимодействия удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} V_{fg}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n) &= V_p + I_p K_{ff}^{\beta\alpha}(\mathbf{p}, \omega_n) V_{fg}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n) + V_p K_{gg}^{\beta\alpha}(\mathbf{p}, \omega_n) V_{gg}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n), \\ V_{gg}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n) &= I_p + I_p K_{gg}^{\beta\alpha}(\mathbf{p}, \omega_n) V_{gg}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n) + V_p K_{ff}^{\beta\alpha}(\mathbf{p}, \omega_n) V_{fg}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n), \end{aligned} \quad (6)$$

$$V_{ff}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n) = I_p + I_p K_{ff}^{\beta\alpha}(\mathbf{p}, \omega_n) V_{ff}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n) + V_p K_{gg}^{\beta\alpha}(\mathbf{p}, \omega_n) V_{gf}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n).$$

Здесь $V_p = \sum_{f-g} V(\mathbf{f}-\mathbf{g}) e^{i\mathbf{p}(\mathbf{f}-\mathbf{g})}$; $I_p = \sum_f V(\mathbf{f}) e^{i\mathbf{p}\mathbf{f}} = \sum_g V(\mathbf{g}) e^{i\mathbf{p}\mathbf{g}}$, а

$K_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n)$ — температурная корреляционная функция спинов S_i^α и S_j^β , определенная в [9]. Линии, отмеченные на рис. 2 крестом, соответствуют взаимодействиям $\nabla_i V^{\alpha\beta}(\mathbf{i}-\mathbf{j})$ и $\nabla_j V^{\alpha\beta}(\mathbf{i}-\mathbf{j})$ и отличаются от соответствующих взаимодействий $V_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n)$ множителем $p \cos \gamma$, где γ — угол между вектором \mathbf{p} и \mathbf{k} (волновым вектором фсона).

Поскольку мы рассматриваем диаграммы лишь с одной петлей, то для $K^{\alpha\beta}$ достаточно ограничиться нулевым приближением, т. е. соответствующими одноячеечными блоками.

Для изучения особенности Π необходимо исследовать разность $\Pi(\mathbf{k}, \Omega) - \Pi(\mathbf{k}, 0)$, где $\Pi(\mathbf{k}, 0) = \Pi(\mathbf{k}, i\Omega_m)|_{m=0}$. Часть диаграмм Π_1 содержит одноячеечные блоки с множителями $\delta(\omega_j)$, где ω_j совпадает с частотой фсона Ω_m . Очевидно, что такие диаграммы не дают вклада в особенность Π и их не следует учитывать. В частности в этом приближении можно не учитывать диаграмм, содержащих блоки Γ^{zz} и Γ^{zzz} .

Приведем аналитические выражения для одноячеечных блоков Γ_n , необходимых при вычислении Π_1

$$\Gamma_j^{+-}(\omega_1, \omega_2) = b_j G_j(\omega_1) \delta_{1-2},$$

$$\Gamma_j^{+-z}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) = -b_j G_j(\omega_1) G_j(\omega_2) \delta_{1-2+3} + b'_j G_j(\omega_1) \delta_{1-2} \delta_3,$$

где $\delta_{i-h} \equiv \delta(\omega_i - \omega_h)$ — символ Кронекера.

Эффективные взаимодействия в этом случае имеют вид

$$V_{fg}^{+-}(\mathbf{p}, \omega_n) = V_p B^{-1}(\mathbf{p}, \omega_n);$$

$$V_{ff}^{+-}(\mathbf{p}, \omega_n) = [I_p + \beta b G_g(\omega_n) (I_p^2 - V_p^2)] B^{-1}(\mathbf{p}, \omega_n); \quad (6')$$

$$V_{gg}^{+-}(\mathbf{p}, \omega_n) = [I_p - \beta b G_f(\omega_n) (I_p^2 - V_p^2)] B^{-1}(\mathbf{p}, \omega_n);$$

$$B(\mathbf{p}, \omega_n) = [1 - \beta b I_p G_f(\omega_n)] [1 + \beta b I_p G_g(\omega_n)] + \beta^2 b^2 G_f(\omega_n) G_g(\omega_n) V_p^2.$$

Поскольку $\frac{1}{r_0^3 \sqrt{\tau}} \ll 1$, для среднего спина можно пользоваться значением, соответствующим приближению молекулярного поля (3) $\langle S_j \rangle = b_j$. Сопоставляя необходимым диаграммам аналитические выражения, которые мы не приводим здесь ввиду большого количества

диаграмм, произведем суммирование по внутренним частотам. В результате несложных, но довольно громоздких вычислений получим

$$\begin{aligned} \text{Im } \Pi_{ff} &\approx \text{Im } \Pi_{gg} \approx -\text{Im } \Pi_{fg} \approx -\text{Im } \Pi_{gf} \approx \\ &\approx \text{Im} \frac{v_c b^2 V_0^2}{R_0^5} \int d^3 \mathbf{p} \times \\ &\times \frac{\Omega_m^2 [\Omega_m^2 (p^2 \cos^2 \gamma - k^2) - k^2 \varepsilon_{p+k}^2 - 2k(p \cos \gamma + k)(\varepsilon_p + \varepsilon_{p+k}) \varepsilon_p]}{\varepsilon_p^2 \varepsilon_{p+k}^2 [(\varepsilon_{p+k} + \varepsilon_p)^2 + \Omega_m^2]}, \end{aligned} \quad (7)$$

где v_c — объем элементарной ячейки; $\varepsilon_p = b \sqrt{(I_0 - V_0 - I_p)^2 - V_p^2}$ — энергия спиновой волны в нулевом по $\frac{1}{r_0^3 \sqrt{\tau}}$ приближении (мы по-

ложили для простоты $H = 0$), а импульсы сделаны безразмерными. При вычислении затухания звука основную роль играют длинноволновые магноны с $pR_0 < 1$, поэтому мы воспользовались для потенциала V_p следующим выражением:

$$V_p = V_0 \left[1 - \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} p^\alpha p^\beta \sum_r x_\alpha x_\beta \frac{V(\mathbf{r})}{V_0} \right] = V_0 \left[1 - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 (p^i)^2 x_{0i}^2 \right]. \quad (8)$$

Здесь x_{0i}^2 — главные значения тензора $V_0^{-1} \sum_r x_\alpha x_\beta V(\bar{\mathbf{r}})$, а p^i — проекции вектора \mathbf{p} . Для кубических решеток, например, $x_{0i}^2 = \frac{R_0^2}{3}$. Аналогично записывается потенциал I_p .

Производя в (7) аналитическое продолжение $i\Omega_m \rightarrow \Omega + i\delta$ и интегрирование по импульсу, получим в результате

$$\gamma = \frac{1}{M} \frac{\text{Im } \Pi_{ff}(\mathbf{k}, \Omega)}{2\Omega} \sim \frac{1}{M} \frac{\Omega \Theta_D}{r_0^5 \tau^{3/2} s^2 V_0^{1/2} \Theta_N^{3/2}} \quad (9)$$

(s — скорость звука).

Из (9) видно, что затухание звука растет по мере приближения к точке перехода. Это можно объяснить тем, что вблизи Θ_N увеличивается плотность спиновых волн. В непосредственной близости от точки Нееля проведенное нами рассмотрение неприменимо, поскольку в этом случае следует учитывать рост затухания спиновых волн и рассеяние звука на флуктуациях момента S^z .

Существующие в настоящее время теории, основываясь на спинофонном взаимодействии, вычисляют влияние температурных флуктуаций спиновой системы на затухание звука. Результаты существенно зависят от выбора моделей, однако все они предсказывают для затухания зависимость типа $\gamma \sim \Omega^n \tau^{-\eta}$. К. Тани и Х. Мори [2] рассмотрели влияние температурных флуктуаций спина при помощи метода случайных сил и получили для индексов значения $n = 2$, $\eta = 1$. В вычислениях они использовали корреляционные функции ближайших соседей, однако понятно, что вблизи точки Нееля, когда корреляционный радиус сильно возрастает, такое приближение недостаточно. Х. Окамото и Х. Мори [3] использовали идеи скейлинга и получили для затухания звука зависимость $\gamma \sim \Omega^2 C^2 \tau^{-\nu}$ (здесь C — теплоемкость; ν — крити-

ческий индекс радиуса корреляции). Х. С. Беннет и Е. Питт [4], выражая затухание в терминах спиновой диффузии, получили $n = 2$, $\eta = 1 \div 2$.

Экспериментально вблизи точки Нееля наблюдается резкое возрастание поглощения звука [10-12]. Однако и здесь существуют расхождения в определении температурной зависимости поглощения. Так для MnF_2 измерения Дж. Р. Нейбоурса и Р. Мосса [11] дают результат $\eta \approx 0,2$, а эксперименты Р. Г. Эванса [12] дают $\eta \approx 0,3$. Для частотной зависимости затухания обе работы дают $n = 2$.

Результаты данной работы находятся в качественном согласии с результатами работ [2-4], т. е. имеют вид $\gamma \sim \Omega^2 \tau^{-n}$ с $\eta = \frac{3}{2}$. Однако следует отметить, что рассмотренный нами механизм поглощения отличается от исследуемых в [2-4], поскольку мы рассматривали лишь ту температурную область, где можно ограничиться взаимодействием фононов со спиновыми волнами и опустить взаимодействие с флуктуациями спина $\langle S^z \rangle$.

Поэтому результаты данной работы не претендуют на описание области очень близкой к точке Нееля. Видимо, этим же можно объяснить заметное отличие предсказываемой температурной зависимости поглощения звука $\sim \tau^{-3/2}$ от экспериментальной, которая получена для $\tau \sim 10^{-3}$. В последнее время сделаны эксперименты [13], которые указывают на возрастание индекса η по мере удаления от точки Нееля, что, пользуясь результатами данной работы, качественно можно объяснить увеличением роли спиновых волн в поглощении звука. Теоретические исследования, упомянутые выше, не указывают на изменение величины индекса η .

Представляет интерес сравнить полученный результат с поглощением, обусловленным фонон-фононным взаимодействием. Такое поглощение рассматривалось в работе [14]. Было показано, что в интересующей нас области температур и частот оно имеет вид

$$\gamma \sim \Omega \frac{\Theta_N^4}{ms^2 \Theta_D^3} \quad (10)$$

Из сравнения формул (9) и (10) видно, что рассмотренное магнитное поглощение звука становится существенным при

$$\frac{\Omega}{\Theta_N} \sim r_0^5 \tau^{3/2} \left(\frac{\Theta_N}{\Theta_D} \right)^5.$$

Отличие частотных и температурных зависимостей в (9) и (10) облегчает возможность обнаружения магнитного поглощения звука в антиферромагнетиках.

В заключение следует отметить обычно небольшой радиус взаимодействия в антиферромагнетиках, однако можно надеяться, что настоящая работа дает правильное качественное описание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Роман Г. А., Шкловский Б. И., ФТТ, 9, 2794 (1967).
2. Tani K., Mori H., Progr. Theoret. Phys., 39, 876 (1968); Phys. Letters, 19, 627 (1966).
3. Okamoto H., Mori H., Phys. Letters, 27 A, 151 (1968).
4. Bennete H. S., Pytte E., Phys. Rev., 155, 553 (1967); 164, 712 (1967).
5. Вакс В. Г., Ларкин А. И., Пикин С. А., ЖЭТФ, 53, 281 (1967).
6. Вакс В. Г., Ларкин А. И., Пикин С. А., ЖЭТФ, 53, 1089 (1967).
7. Пикалев Э. М., Савченко М. А., Шойом И., ЖЭТФ, 55, 1404 (1968).
8. Пикалев Э. М., Савченко М. А., ФТТ, 11, 3396 (1969).

9. Изюмов Ю. А., Кассан-Оглы Ф. А., ФММ, 26, 385 (1968).
10. Neighbours J. R., Olivers R. W., Stillwell C. H., Phys. Rev. Letters, 10, 125 (1963).
11. Neighbours J. R., Moss R., Phys. Rev., 173, 542 (1968).
12. Evans R. G., Phys. Letters, 27 A, 451 (1968).
13. Lüthi B., Pollina R. J., Phys. Rev., 177, 841 (1969).
14. Гуревич Л. Э., Шкловский Б. И., ФТТ, 9, 526 (1967).

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау
Академии наук СССР

Институт термофизики и электрофизики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
5/X 1970

V. KAMENSKI, ANU TIGANE

KÖRGSAGEDUSLIKU HÄÄLE NEELDUMINE ANTIFERROMAGNEETIKUTES NÉELI TEMPERATUURI LÄHEDAL

Töös vaadeldakse kõrgsagedusliku hääle neeldumist antiferromagneetikutes Néeli temperatuuri lähedal, kasutades kooskõlastatud välja lähendusmeetodit. Näidatakse, et hääle sumbumine sel juhul on $\gamma \approx \omega^2 \left(\frac{T_N - T}{T_N} \right)^{-3/2}$. Tulemusi võrreldakse teiste meetodite ja eksperimendiga.

V. KAMENSKY, ANU TIGANE

THE ABSORPTION OF THE HIGH-FREQUENCY SOUND IN ANTIFERROMAGNETICS NEAR THE NÉEL-POINT

In the paper, the absorption of the high-frequency sound in antiferromagnetics near the Néel-point is considered, using the method of successive approximations of a self-conjugated field. It is shown that the extinction of the sound in this case is expressed

by $\gamma \approx \omega^2 \left(\frac{T_N - T}{T_N} \right)^{-3/2}$. A comparison with other methods and with the experiment is effected.