## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

538.1

# РАССЕЯНИЕ СВЕТА СПИНОВЫМИ ВОЛНАМИ\*)

## П. Флёри, С. Порто

#### І. ВВЕДЕНИЕ

Появление лазерных источников света внесло новую струю в исследования неупругого рассеяния света. Стали совершенствоваться методы изучения традиционного комбинационного рассеяния <sup>1-2</sup>, а также некоторых других процессов рассеяния. В частности, опубликован ряд статей, содержащих данные о рассеянии света плазмонами <sup>3, 4</sup>, поляритонами <sup>5, 6</sup> и одночастичными <sup>7</sup> и коллективными <sup>8-10</sup> магнитными возбуждениями.

В данной работе мы ограничиваемся рассмотрением коллективных магнитных возбуждений. Точнее, мы будем обсуждать полученные нами данные по изучению спиновымх воли в антиферромагнетиках MnF. и FeF2 со структурой рутила. Теория рассеяния света спиновыми волнами впервые была предложена Бассом и Кагановым <sup>11</sup>, которые на основе предположения о прямом магнитном дипольном взаимодействии между электромагнитным полем и тепловыми флуктуациями намагниченности в ферромагнетиках рассчитали сечение рассеяния. Олнако прелсказанный ими механизм не подтвердился данными экспериментов с точки зрения эффективности рассеяния и правил отбора поляризации. Нам представляется, что одномагнонное рассеяние, или рассеяние первого порядка, обусловлено механизмом, предложенным Эллиотом и Лаудоном 12 и детально разобранным Шеном и Бломбергеном 13. По этому механизму для поглощения падающего фотона и излучения рассеянного фотона привлекаются электрические дипольные переходы, для чего необходимо смешивание волновых функций, что обеспечивается спин-орбитальным взаимодействием. Результаты нашего эксперимента мы будем обсуждать с точки зрения предсказаний этого механизма. Более подробный расчет можно найти в работах <sup>13-15</sup>.

Одним из наиболее интересных результатов наших наблюдений рассеяния света магнонами <sup>8</sup> было открытие достаточно сильного магнонного рассеяния второго порядка, т. е. процесса рассеяния, в котором участвует возбуждение, содержащее два магнона. Наблюдаемая интенсивность процесса и правила отбора поляризации исключают возможность того, что рассеяние возникает благодаря спин-орбитальному механизму, который описывается в теории возмущений следующим, более высоким порядком. Было выдвинуто предположение, что двухмагнонное рассеяние порождено обменным взаимодействием возмущенных состояний ионов в противоположных антиферромагнитных подрешетках и связано с электрическими дипольными переходами для падающего и рассеянного фотонов.

<sup>\*)</sup> P. A. Fleury, S. P. S. Porto, Light Scattering by Spin Waves, J. Appl. Phys. 39 (2), 1035 (1968). Перевод А. А. Аскоченского.

Детально эта теория дана в других работах  $^{14}$  и превосходно разобрана в статье Мории  $^{15}$ .

В настоящей статье мы покажем преимущества и ограниченность метода рассеяния света для изучения магнитных материалов. Во многих случаях в опытах по рассеянию света мы получаем ту же информацию, что и при изучении дифракции нейтронов. Прежде чем разбирать детально сходства и различия методов, сделаем ряд замечаний относительно важности учета кинематики неупругого рассеяния света. В первую очередь нас будет интересовать неупругое столкновение фотона с веществом, при котором падающий фотон с частотой  $\omega_1$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_1$  обменивается с веществом энергией  $\Delta E_m$  и моментом количества движения  $\Delta \mathbf{p}_m$  соответственно, а затем возникает в виде рассеянного фотона. Требование сохранения энергии и момента приводит к следующим условиям для частоты и волнового вектора ( $\omega_2$  и  $\mathbf{k}_2$ ) рассеянного фотона:

$$\hbar (\omega_1 - \omega_2) = \pm \Delta E_m, \tag{1a}$$

$$\hbar \left( \mathbf{k}_{1} - \mathbf{k}_{2} \right) = \pm \Delta \mathbf{p}_{m}. \tag{16}$$

В данной статье мы ограничимся только теми изменениями системы, которые соответствуют рождению (стоксово рассеяние) или уничтожению (антистоксово рассеяние) коллективных магнитных возбуждений. Для измерений использовался свет с  $k_1\approx 10^5$  см $^{-1}$ . Эта величина пренебрежимо мала по сравнению с экстремальными размерами зоны Бриллюэна ( $k_m\approx 10^8$  см $^{-1}$ ), так что уравнение (16) можно приближенно записать в виде  $\hbar$  ( $\mathbf{k_1}-\mathbf{k_2}$ )  $\approx 0$ . В случае рассеяния первого порядка момент уносится одним магноном, при этом требование (16) заключает в себе тот факт, что при рассеянии первого порядка можно исследовать свойства только тех магнонов, которые соответствуют центру зоны. В этом смысле рассеяние света несет ту же информацию, что и антиферромагнитный резонанс, за исключением различий, возникающих из-за правил отбора  $^{16}$ . Разумеется, это положение использовалось нами при идентификации процессов рассеяния в наших первых экспериментах на FeF  $_2$ .

При рассеянии света второго порядка возбуждение в веществе включает два магнона. А требование сохранения момента гарантирует только равенство нулю векторной суммы их моментов. Таким образом, рассеяние второго порядка получает вклад от двух магнонов, индивидуальные волновые векторы которых могут лежать где-либо в зоне Бриллюэна. Поэтому типичный спектр второго порядка состоит из широких и сложных полос, в отличие от четких линий, которые получаются при рассеянии первого порядка. Эти дополнительные трудности несколько облегчены в случае MnF<sub>2</sub> и FeF<sub>2</sub> из-за простоты структуры дисперсионных кривых магнонных ветвей. Конечно, двухмагнонное возбуждение могло бы изучаться с помощью инфракрасного поглощения 17, 18 с тем же успехом, что и с помощью рассеяния. Частоты могут быть измерены двумя методами, однако и в нашем случае из-за правил отбора появляются различия в деталях, связанных со спецификой зоны Бриллюэна и спектра второго порядка. Основным преимуществом метода рассеяния света является возможность одновременного наблюдения рассеяний первого и второго порядков. Таким образом, отпадает необходимость настройки частоты источника на частоту изучаемого перехода. Кроме того, переход может находиться в неудобной области инфракрасного спектра, что затрудняет эксперимент по поглощению, как это и наблюдалось 10 в случае NiF<sub>2</sub>, в то время как в экспериментах по рассеянию это не создает трудностей при условии, что фононы не являются одновременно активными в комбинационном рассеянии.

Несомненно, может наблюдаться обратная картина; предыдущее замечание служит только указанием на дополняющие друг друга возможности двух методов. По сравнению с нейтронными исследованиями рассеяние света обеспечивает большее разрешение за счет увеличения числа ограничений относительно области существования волнового вектора при рассеянии первого порядка.

#### II. СИММЕТРИЯ И ПРАВИЛА ОТБОРА

Симметрийные свойства возбужденных частиц, ответственных за рассеяние света, удобно суммировать в виде так называемого тензора Рамана, который связывает электрическое поле падающего излучения  $\mathbf{E}_1$  ( $\omega_1$ ) с электрическим полем рассеянного излучения  $\mathbf{E}_2$  ( $\omega_2$ ):

$$E_2^{(i)}(\omega_2) = \sum_j \alpha_{ij}(\omega) E_1^{(j)}(\omega_1) \qquad (i, j = x, y, z).$$
 (2)

Здесь индексы компонент поля в декартовой системе координат относятся к кристаллическим осям. Для определения ненулевых элементов матрицы  $\alpha_{ij}$  одновременно рассматриваются пространственная группа кристалла и симметрия возбуждения. Лаудон табулировал также рамановские матрицы для фотонных возбуждений  $^{19}$ . Они могут быть применены для расчетов магнитных возбуждений в антиферромагнетиках типа рутила  $^{14}$ ,  $^{15}$ .

### ІІІ. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В связи с тем, что мы должны были исследовать частоту, направление, поляризацию и интенсивность рассеянного света (причем, все это относительно параметров падающего света), использовалась аппаратура типа указанной на рис. 1. Аргонный ионный лазер непрерывного

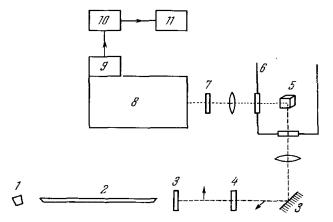


Рис. 1. Экспериментальная установка для исследования рассеяния света спиновыми волнами.

Поляризация падающего света и наблюдаемого рассеяния определяется с помощью кварцевой пластины и поляроида. 1— призма; 2— лазер; 3— зеркало; 4— кварцевая пластина; 5— образец; 6— дьюар с Не; 7— поляроид; 8— двойной спектрометр; 9— фотоумножитель; 10— усилитель; 11— самописец.

действия, в котором использовался переход, соответствующий 4880 Å или 5154 Å, излучал линейно поляризованный, хорошо коллимированный пучок света мощностью 100—200 мвт. Даже если возникало излучение

со многими модами, спектральная ширина источника не превышала 0,15 см<sup>-1</sup>. Рассеивавшийся в перпендикулярном направлении свет фокусировался на щель спектрометра «Spex-1400». В качестве детектора использовался охлажденный фотоумножитель S-11. Фототок усиливался с по-

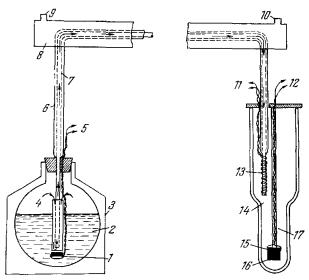


Рис. 2. Устройство для температурного контроля, использующее поток газообразного He.

использующее поток газоооразного гie. Температура образца измеряется с помощью термосопротивления и поддерживается на заданном уровне. Нагревобразца до заданной температуры осуществляется нагревателем, охлаждение — увеличением тока через испаритель. 1 — испаритель, 2 — жидкий He; 3 — стандартный 25-литровый гелиевый дьюар; 4 — холодный газообразный He; 5 — к регулируемому источнику тока; 6 — передающая трубка; 7 — вакуум; 8 — рубашка жидкого  $N_2$ ; 9 — заливка  $N_2$ ; 10 — выход  $N_2$ ; 11 — к блоку температурной стабилизации; 12 — к потенциометру; 13 — нагреватель; 14 — холодный газообразный 15 — термосопротивление; 16 — образец; 17 — криостат.

мощью усилителя постоянного тока, а затем фиксировался самописцем. В наших экспериментах аппаратура для счета фотонов не использовалась. Так как MnF<sub>2</sub> и FeF<sub>2</sub> являются антиферромагнетиками температурами перехода, равными 67° и 78° К соответственно, важным параметром при их исследовании является температура. Иля охлаждения был использован метод обтекания газа, разработанный Грейфманом из лабораторий «Белл Телефон». Температура поддерживалась длительный период времени в диапазоне от 8 до 80° K. с точностью  $+0.5^{\circ}$ . Нами использовался простой стеклянный дьюар с двойными стенками и окнами, не дающими искажений. На рис. 2 схематически показана система температурного контроля.

Во время измерений образец мог поворачиваться относительно маг-

нитного поля сверхпроводящего соленоида, способного создавать максимальное поле 52 кг. В подобных экспериментах температура не перестраивалась. Образец находился при относительно низкой температуре (20—30° К), которая определялась температурным контактом с жидким гелием сверхпроводящего соленоида и поглощением теплового излучения системы, в том числе поглощением энергии лазера. Геометрия и расположение магнита не мешали исследованиям правил отбора поляризации, имеющим главенствующее значение при рассеянии.

#### IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При соответствующих температурах Нееля  ${\rm MnF_2}$  и  ${\rm FeF_2}$  становятся антиферромагнитно-упорядоченными со спинами, направленными параллельно и антипараллельно тетрагональной оси единичной ячейки (рис. 3). С помощью экспериментов по нейтронному рассеянию  $^{20}$  и инфракрасному поглощению  $^{21}$  было обнаружено, что магнонная частота, соответствующая центру зоны в  ${\rm MnF_2}$ , при  $0^{\circ}$  К равна 8,7 см $^{-1}$ . Магнонные частоты, соответствующие краям зоны, равны 50 и 55 см $^{-1}$  для X- и Z-точек соответственно. По данным экспериментов с инфракрасным поглощением  $^{16}$ ,  $^{17}$ 

для FeF<sub>2</sub> были определены частота центра зоны, равная  $52,7~cm^{-1}$ , и частота края зоны, равная  $77~cm^{-1}$ . Были найдены комбинационно-активные фононы <sup>22</sup> в MnF<sub>2</sub> при комнатной температуре:  $B_{1g}=61~cm^{-1}$ ,  $E_g=247~cm^{-1}$ ,  $A_{1g}=341~cm^{-1}$  и  $B_{2g}=476~cm^{-1}$ . Соответствующие фононные частоты <sup>22</sup> в FeF<sub>2</sub> равны 73; 257; 340 и 496  $cm^{-1}$ . При понижении температуры ниже температуры Нееля в спектре рассеянного света появляются дополнительные пики, что можно проследить по данным для  $\alpha_{23}$  в FeF<sub>2</sub>,

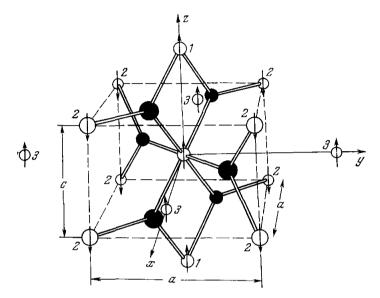


Рис. 3. Элементарная ячейка структуры магнонного фторида или структуры рутила, обозначенная штриховой линией.

Указаны первые, вторые и третьи магнитные соседства центрального иона. Стрелками обозначены ориентации магнитных моментов.

представленным на рис. 4. При этом отношение сигнала к шуму улучшается из-за более высокой разрешающей способности этих двух линий (рис. 5). Линия  $52\ cm^{-1}$  появляется в результате одномагнонного рассеяния. Это устанавливается по поляризации (ненулевыми рамановскими тензорами являются только  $\alpha_{xz}$ .  $\alpha_{zx}$ .  $\alpha_{yz}$ ,  $\alpha_{zy}$ ), по температурной зависимости частоты: она меняется как модифицированная функция Бриллюэна  $B_{J=2}$ , т. е. так же, как частота антиферромагнитного резонанса, и по расширению и исчезновению линии при подходе к  $T_N$ . Как показано на рис. 5, при более низких температурах ширина одномагнонной линии становится слишком маленькой для того, чтобы ее можно было измерить при установленной нами ширине щели.

Эффективность процесса рассеяния может быть выражена с помощью коэффициента экстинкции h, который рассчитывается на единицу длины пути по рассеянию в единичный угол. Из найденных нами температурных зависимостей одномагнонного рассеяния в  ${\rm FeF}_2$  мы получили значения h от  $10^{-12}$  до  $10^{-11}$  см $^{-1}$ стер $^{-1}$ . Это находится в удовлетворительном согласии с пределами теоретических величин  $^{13}$ ,  $^{14}$ :

$$h \approx (10^{-10} - 10^{-5}) (n_0 + 1) (u_0 + v_0)^2,$$
 (3)

где  $n_0$  — числа заполнений Бозе — Эйнштейна. Члены, содержащие  $u_0$  и  $v_0$ , выражают уменьшение эффективности рассеяния из-за наличия взаимодействующих противоположных подрешеток. Для MnF<sub>2</sub> фактор h

равен 0.08, для  $\text{FeF}_2$  — 0.4. Численные расчеты h с помощью микроскопической теории затруднены из-за недостаточности знаний некоторых

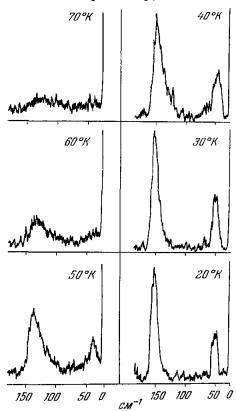


Рис. 4. XZ-спектр стоксова рассеяния Fe F<sub>2</sub> при различных температурах. Ширина щели, использованная при этих ранних экспериментах, преплатеговала измере-ниям ширины линий и формы одномагнов-ного и двухмагнонного пиков, показанных на рисунке. Из рис. 5 лено видно улучше-ние отношения сигнала к шуму.

матричных элементов. Подходящее соотношение, с помощью которого можно оценить поперечное магнонное рассеяние из оптической вращательной способности, предлагалось рядом авторов  $^{23}$ :  $h \approx \frac{N}{V} \Phi^2 \left(\frac{k_1}{4\pi}\right)^2,$ 

где N/V — число магнитных ионов в единице объема, а Ф — оптическая вращательная способность отдельного иона. Типичные величины, полученные с помощью соотношения (4), совпадают с (3), хотя для  $Fe^{2+}$  и  $Mn^{2+}$ специальная оценка не проводилась.

Пик, соответствующий  $154 \ cm^{-1}$ , мы связываем с рассеянием, вызванным парой магнонов, находящихся на краю зоны 8. Идентификация основывается на сходстве с двухмагнонным пиком поглощения, полученным-Холли и Сильверой 17, и на том факте, что пик исчезает при  $T > T_N$ . Интегральная интенсивность двухмагнонного рассеяния в FeF2 в дватри раза больше, чем при одномагнонном рассеянии. Как  $\alpha_{xz} = \alpha_{zx}$ , так и  $\alpha_{xy} = \alpha_{yz}$  являются заметными величинами на двухмагнонном пике, а  $\alpha_{xx}$ ,  $\alpha_{yy}$ ,  $\alpha_{zz}$  малы и не наблюдаются. Пики  $\alpha_{xz}$  и  $\alpha_{xy}$  очень близки месторасположению И в отличие от результатов для случая MnF<sub>2</sub>.

Рис. 6 устраняет все сомнения в том, что наблюдаемая линия 52 см-1 появляется в результате магнонного рассеяния. Выяснено, что в магнит-

ном поле 53 ка, направленном вдоль оси z, расщепление линии соответствует возбуждению  $\Delta S^z = \pm 1$ .

При приложении такого же магнитного поля для исследования пика 154 см-1 получен отрицательный результат. Нечувствительность этого пика к прикладываемому полю исключает возможность того, что он появляется в результате сочетания фонона и магнона <sup>8, 14</sup>.

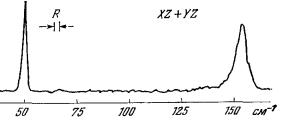


Рис. 5. Магнонный спектр в FeF<sub>2</sub> при 15° K. Эффективная ширина щели обозначена В. Следовательно, наблюдалась действительная форма пика рас-сеяния второго порядка. Однако разрешение линии, соответствующей рассеянию первого порядка, слишком ограничено.

Кроме того, при этом подразумевается, что возбуждение, ответственное за рассеяние второго порядка, происходит при нулевом спине и сохранении положительного знака. С точки зрения распространения магнонов
в ↑ - и ↓ -подрешетках интересующее нас двухмагнонное состояние может

быть представлено в виде

$$10, +\rangle = |\uparrow \mathbf{k}, \downarrow -\mathbf{k}\rangle + |\downarrow \mathbf{k}, \uparrow -\mathbf{k}\rangle.$$
 (5)

Таким образом, рассеяние второго порядка вызвано одновременным возбуждением магнонов в обеих противо-

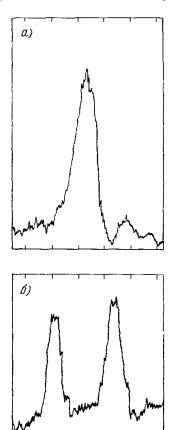


Рис. 6. Расщепление одномагнонной линии в  $Fe\,F_2$  при  $20^\circ\,K$ . a) Без приложения магнитного поля; 6) с приложенным вдоль оси с магнитным полем 50  $n_2$ . При  $\mathbf{B} \perp c$ -оси расщепление не наблюдалось. Для двухмагнонного рассеяния эффект отсутствовал также при  $\mathbf{B} \mid c$ -оси.

50

55

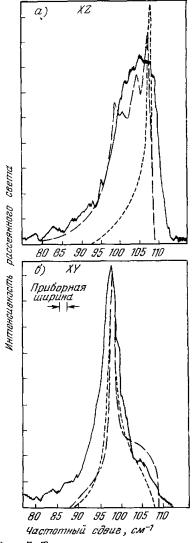


Рис. 7. Теоретические и экспериментальные спектры двухмагновного рассеяния в MnF<sub>2</sub> при 10° K.

расселиям в мигг при 10 к.

Интенсивность теоретической кривой нормирована относительно экспериментальной. а) Экспериментальная кривая XZ-спектра; б) XY-спектр. — экспериментальные кривые; — - теоретические кривые при учете обмена с ближайшими соседями; — — теоретические кривые при учете взаимодействия дальнего порядка.

положных антиферромагнитных подрешетках. Наблюдения в  ${\rm MnF}_2$  до сих пор ограничивались рассеянием второго порядка, причем детали формы линий и поляризация значительно интересней, чем в случае  ${\rm FeF}_2$ .

Интенсивность спектра  $MnF_2$  приблизительно такая же, что и у  $FeF_2$ . Так как спектр  $MnF_2$  также нечувствителен к сильному магнитному полю, исключается возможность того, что рассеяние появляется

в результате одновременного действия фонона и магнона. Особенности формы спектра второго порядка снова проявляются только в компонентах  $\alpha_{xz}$ ,  $\alpha_{yz}$  и  $\alpha_{xy}$ . Однако, как это становится ясным из рис. 7. расположение и форма кривых для компонент xz и xy значительно различаются. Первая более симметричная и имеет центр вблизи  $100\ cm^{-1}$ , последняя имеет заметную асимметрию и расположена вблизи  $110\ cm^{-1}$ . Эти сильно зависящие от поляризации особенности спектра  ${\rm MnF}_2$  доказывают, что весьма полезно рассматривать совместно особенности зоны Бриллюэна и особенности, присущие рассеянию второго порядка. Теория вопроса детально разобрана в работе  ${\rm ^{14}}$ , в настоящей статье она только намечена. Расчет проводится в предположении, что интересующее нас двухмагнонное состояние представляется в виде  $|0,+\rangle$ . Это означает, что гамильтониан взаимодействия для стоксова рассеяния будет состоять из членов вида

$$\mathscr{H}_{I} = \sum_{i,j} \sum_{\langle a,b \rangle} J'_{ab} S_{a}^{-} S_{b}^{+} E_{1}^{i} E_{2}^{j} G_{ij}^{ab}, \tag{6}$$

где  $J_{ab}'$  — постоянная обменного взаимодействия в возбужденном состоянии между спинами подрешетки  $\downarrow$  (a) и подрешетки  $\uparrow$  (b);  $S_a^-$  рождает  $\downarrow$ -магнон, а  $S^+$  —  $\uparrow$ -магнон; оператор поля  $E_1$  уничтожает падающий фотон, а  $E_2$  рождает рассеянный фотон: факторы  $G_{ij}^{ab}$  вводятся при условии, что члены в сумме имеют такой вес, чтобы  $\mathcal{H}_I$  было инвариантно относительно операций магнитных пространственных групп кристалла, в данном случае  $D_{2h}^{-12}$ . Если эти расчеты в деталях довести до конца и полученное значение  $\mathcal{H}_I$  использовать для подсчета коэффициента экстинкции h, то можно получить выражение для весовой плотности магнонных состояний. Например, члены выражения (6) могут быть получены по формулам

$$h^{x,j} = \frac{64S^2 \eta_2 \omega_1 \omega_2^3 C^2}{V \eta_1 c^4} \left( \varepsilon_1^x \varepsilon_2^y + \varepsilon_1^y \varepsilon_2^x \right)^2 \times \\ \times \sum_k (n_k + 1)^2 \left( u_k^2 + v_k^2 \right)^2 \sin^2 \left( \frac{a}{2} k_x \right) \sin^2 \left( \frac{a}{2} k_y \right) \cos^2 \left( \frac{c}{2} k_z \right) \delta \left( \omega_1 - \omega_2 - 2\omega_k \right),$$
(7)

где  $\varepsilon$  — единичные векторы поляризации; другие обозначения те же, что- и в работе  $^{14}$ .

Отметим подобие (7) выражению для одномагнитной плотности состояний

$$\rho(\omega) = \sum_{k}^{3.B.} \delta(\omega - \omega_{k}). \tag{8}$$

Различные комбинации поляризации приводят к подобным выражениям с различными весовыми факторами, которые характеризуют различные области зоны Бриллюэна. В таблице приведены важнейшие из них.

Компоненты поляризации электрического поля	Весовые факторы		Критические точки	
$\varepsilon_1^x \varepsilon_2^x, \ \varepsilon_1^y \varepsilon_2^y, \ \varepsilon_1^z \varepsilon_2^z$	$\cos\left(\frac{a}{2}k_x\right)$	$\cos\left(\frac{a}{2}k_y\right)$	$\cos\left(\frac{c}{2}k_z\right)$	Г
$\boldsymbol{\varepsilon}_{1}^{\boldsymbol{x}}\boldsymbol{\varepsilon}_{2}^{\boldsymbol{y}},\ \boldsymbol{\varepsilon}_{1}^{\boldsymbol{y}}\boldsymbol{\varepsilon}_{2}^{\boldsymbol{x}}$	$\sin\left(\frac{a}{2}k_x\right)$	$\sin\left(\frac{a}{2}k_y\right)$	$\cos\left(\frac{c}{2}k_z\right)$	M
$\varepsilon_1^x \varepsilon_2^z$ , $\varepsilon_1^z \varepsilon_2^x$	$\sin\left(\frac{a}{2}k_z\right)$	$\cos\left(\frac{a}{2}k_y\right)$	$\sin\left(\frac{c}{2}k_z\right)$	R
$\boldsymbol{\varepsilon_1^y} \boldsymbol{\varepsilon_2^z}, \ \boldsymbol{\varepsilon_1^z} \boldsymbol{\varepsilon_2^y}$	$\cos\left(\frac{a}{2}k_x\right)$	$\sin\left(\frac{a}{2}k_y\right)$	$\sin\left(\frac{c}{2}k_z\right)$	R

Успешность применения количественного анализа для MnF2 видна из рис. 7, где показаны зависимости  $h^{xy}$  и  $h^{xz}$  от частоты, рассчитанные

по приведенным выше выражениям. При расчетах мы пользовались данными по магнонной дисперсии, полученными Оказаки с сотрудниками <sup>20</sup>. Штриховая кривая получена по выражению (6), в котором суммы по а и в ограничены ближайшими соседями. Более реалистичное предположение (когда  $J^\prime$ падает экспоненциально с показателем  $r_0 = 0.4a$ ) приводит к лучшему согласию со сплошной кривой. С помощью рис. 8, на котором показана симметрия точек зоны Бриллюэна, и таблицы мы можем описать ХҮ-спектр магнонов, относящихся к точке M, и XZспектр магнонов, относящихся к точке R. Подобное простое соотособенностей ветствие спектра второго порядка и деталей зоны Бриллюэна становится возможным из-за того, что возбужденные магноны в этих кристаллах образуют единственную дважды вырожденную ветвь. Спектр второго поряд-

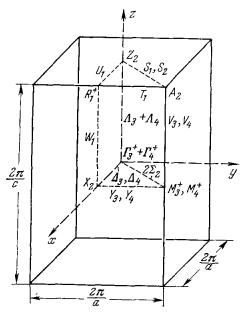


Рис. 8. Зона Бриллюэна структуры магнитного фторида, показывающая симметричные характеристики магнонов.

ка более сложных магнитных структур должен быть более сложным. Рассмотренный количественный анализ допускает указанное обобщение.

Наконец, мы отметим, что подобное сходство между спектрами второго порядка у FeF<sub>2</sub> означает, что, в отличие от MnF<sub>2</sub>, для точного установления магнонного дисперсионного отношения требуются только два числа. Магнонные дисперсионные соотношения для этих материалов могут быть записаны в виде <sup>20</sup>

$$E_{h} = \hbar \omega_{h} = 2S |J_{2}| Z_{2} [(1 + \varepsilon_{h})^{2} - \gamma_{h}^{2}]^{1/2},$$

$$\varepsilon_{h} = \frac{H_{A}}{2SZ_{2}|J_{2}|} + \frac{2Z_{1}J_{1}}{Z_{2}|J_{2}|_{1}} \sin^{2}\left(\frac{c}{2}k_{z}\right) + \frac{Z_{3}J_{3}}{Z_{2}|J_{2}|_{2}} \times \left[\sin^{2}\left(\frac{a^{1}}{2}k_{x}\right) + \sin^{2}\left(\frac{a}{2}k_{y}\right)\right],$$

$$\gamma_{h} = \cos\left(\frac{a}{2}k_{x}\right)\cos\left(\frac{a}{2}k_{y}\right)\cos\left(\frac{c}{2}k_{z}\right),$$
(9)

где  $J_1$ ,  $J_2$ ,  $J_3$  — обменные взаимодействия:  $J_1$  — вдоль направления  $\langle 001 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$ ,  $J_3$  — вдоль  $\langle 010 \rangle$ , а  $J_2$  — вдоль направления  $\langle 111 \rangle$ . В настоящей работе для MnF<sub>2</sub> мы использовали численные значения  $H_A=1,05^\circ$  K,  $J_1=0,35^\circ$  K,  $J_2=-1,735^\circ$  K и  $J_3=-0,025^\circ$  K. Отличия XY- и XZ-спектров возникают из-за  $J_1$  и  $J_3$ . У FeF<sub>2</sub> для спектров рассеяния первого и второго порядков было найдено, что экспериментальная кривая хорошо описывается выражением (9), если использовать значения  $H_A=29.9^\circ$  K,  $J_2=-2.52^\circ$  K,  $J_4=J_3=0$ .

Авторы выражают благодарность Р. Лаудону за плодотворное обсуждение результатов, Г. Гугенхейму за предоставленные кристаллы  ${\rm MnF}_2$  и  ${\rm FeF}_2$ , Д. Олсону и Г. Картеру за помощь при проведении эксперимента, А. Альберту за полировку кристаллов и М. Грейфману за участие в наладке системы температурного контроля.

Лаборатории «Белл Телефон», США

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. T. C. Damen, S. P. S. Porto, B. Tell, Phys. Rev. 142, 570 (1966).
  2. P. A. Fleury, J. M. Worlork, Phys. Rev. Lett. 18, 665 (1967).
  3. A. Mooradian, G. B. Wright, Phys. Rev. Lett. 16, 999 (1966).
  4. B. Tell, R. J. Martin (будет опубликовано).
  5. C. H. Henry, J. J. Hopfield, Phys. Rev. Lett. 15, 964 (1965).
  6. S. P. S. Porto, B. Tell, T. C. Damen, Phys. Rev. Lett. 16, 450 (1966).
  7. R. E. Slusher, C. K. N. Patel, P. A. Fleury, Phys. Rev. Lett. 18, 77 (1967).
- 77 (1967).
   P. A. Fleury, S. P. S. Porto, L. E. Cheesman, H. I. Guggenheim, Phys. Rev. Lett. 17, 84 (1966).
   P. A. Fleuri, S. P. S. Porto, R. Loudon, Phys. Rev. Lett. 18, 658
- (1967).Fleury, Bull. Am. Phys. Soc. 12, 420 (1967).

- P. A. Fleury, Bull. Am. Phys. Soc. 12, 420 (1967).
   Ф. Г. Басс, М. И. Каганов, ЖЭТФ 37, 1390 (1959).
   R. J. Elliott, R. Loudon, Phys. Lett. 3, 189 (1963).
   Y. R. Shen, N. Bloembergen, Phys. Rev. 143, 372 (1966).
   P. A. Fleury, R. Loudon, Phys. Rev. 166, 514 (1968).
   T. Moriya, J. Appl. Phys. 39, 1042 (1968) (см. перевод в настоящем выпуске УФН на стр. 81).
   R. C. Ohlmann, M. Tinkham, Phys. Rev. 123, 425 (1961).
   J. W. Halley, I. Silvera, Phys. Rev. Lett. 15, 654 (1965).
   S. J. Allen, R. Loudon, P. L. Richards, Phys. Rev. Lett. 16, 463 (1966); Y. Tanabe, T. Moriya, S. Sugano, Phys. Rev. Lett. 15, 1023 (1965). 1023 (1965).
- 19. R. Loudon, Proc. Roy. Soc. (London) A275, 218 (1963). 20. A. Okazaki, K. C. Turberfeld, R. W. Stevenson, Phys. Lett.
- 8, 9 (1964). 21. F. M. Johnson, A. H. Nethercot, Phys. Rev. 114, 705 (1959). 22. S. P. S. Porto, P. A. Fleury, T. C. Damen, Phys. Rev. 154, 522
- (1967). 23. P. S. Pershan, J. Appl. Phys. 38, 1482 (1967); Y. R. Shen, J. Appl. Phys. **38**, 1490 (1967).