

При парном взаимодействии элементов и радиусе взаимодействия, много меньшем характерного масштаба изменения концентраций компонент, эти потоки могут быть представлены в виде

$$J_i^{NL} = \sum_{k,j} \chi_{ikj} m_k \nabla m_j, \quad (2)$$

или более частном варианте:

$$J_i^{NL} = m_i \sum_j S_{ij} \nabla m_j. \quad (2')$$

При этом уравнения (1) заменяются более общей системой:

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = F_i(m_i, \dots, m_n, r, t) + \operatorname{div} \sum_{j=1} D_{ij} \nabla m_j - \operatorname{div} m_i \sum_{j=1} S_{ij} \nabla m_j. \quad (3)$$

Линейные процессы переноса, описываемые вторым слагаемым в правой части (3) и обязанные «броуновскому» движению элементов под действием случайных толчков основной «среды», можно назвать спонтанной диффузией. Нелинейной диффузией, представленной в (3) последним слагаемым и обусловленной регулярным взаимодействием элементов, можно приписать смысл стимулированной, или вынужденной, так как соответствующий нелинейный поток (2') пропорционален, помимо градиентов, и собственно концентрациям компонент. В отсутствие внешних воздействий спонтанная диффузия стремится вернуть систему к однородному состоянию, стимулированная, напротив, нарушает это состояние. В физических системах коэффициенты стимулированной диффузии  $S_{ij}$  могут быть определены из энергии взаимодействия элементов, в «нефизических» (например, в экологии) — выбором этих коэффициентов можно отразить характер пространственного взаимодействия элементов, если только оно распространяется на масштабы, много меньшие характерных масштабов изменения концентрации компонент. Это существенно расширяет возможности уравнений (3) по сравнению с системой (1).

Стимулированная диффузия даже в простейшем варианте (2а) вносит в поведение системы принципиально новые элементы. Например, в двухкомпонентной системе с взаимной нелинейной диффузией ( $S_{12} \neq 0$ ,  $S_{21} \neq 0$ ) в отсутствие локального взаимодействия ( $F_i = 0$ ) оказываются возможными режимы согласованного поведения, нарушающего исходную однородную структуру: при  $S_{12} > 0$ ,  $S_{21} > 0$  возникает пространственная кооперация компонент, а при  $S_{12} < 0$ ,  $S_{21} < 0$  их дифференциация, причем линейная диффузия придает этому процессу характер фазового перехода, возникающего при превышении определенного уровня концентрации компонент. Примерами кооперативных пар могут служить: в физике — излучение и вещество, в экологии — сопутствующие друг другу виды в популяциях, в экономике — ресурсы и продукты производства и т. п. Для многокомпонентных систем в принципе можно построить схемы последовательной или разветвленно-последовательной стимуляции компонент, в которых дифференциация (кооперация) будет захватывать все новые компоненты по мере их роста. Представления о стимулированной диффузии оказываются полезными, например, при создании математических моделей таких биологических явлений как хемотаксис и фототаксис. С точки зрения термодинамики стимулированная диффузия приводит к понижению конфигурационной энтропии при одновременном уменьшении свободной энергии системы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Таланов В. И. — ДАН СССР, 1981, т. 258, с. 604.
2. Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г. — УФН, 1979, т. 128, с. 625.
3. Хакен Г. Синергетика. — М.: Мир, 1980.
4. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. — М.: Мир, 1979.

538.115(048)

Г. А. Смоленский, Е. И. Головенциц, В. А. Санина. Фазовый магнитный переход, индуцированный мощной оптической накачкой. Первые обнаружен магнитный фазовый переход в магнитоупорядоченном кристалле, индуцированный мощной оптической накачкой. Эффект получен в антиферромагнетике  $\text{EuCrO}_3$  ( $T = 180$  К). Немagnetные до накачки ионы  $\text{Eu}^{3+}$  ( $F_0$ ) в результате накачки переходят в состояние с магнитным моментом ( $F_4$ ) и вступают в обменное взаимодействие с ионами  $\text{Cr}^{3+}$ , а через них, и друг с другом. В результате в подсистеме ионов  $\text{Eu}^{3+}$  возникает антиферромагнитный дальний порядок с температурой упорядочения  $\sim 100$  К.

Экспериментально фазовый переход зафиксирован при исследовании однородного ( $k = 0$ ) антиферромагнитного резонанса (АФМР)  $\text{Cr}$ -подсистемы. После выключения накачки резонансное поле АФМР  $\text{Cr}$ -подсистемы скачком изменяется. Затем, в течение нескольких минут, оно еще сдвигается к устойчивому значению, которое сохраняется неизменным так долго, сколько поддерживалась низкая температура. Эффект носит пороговый характер как по мощности импульсов, так и по длительности накачки. В зависимости от длительности и мощности накачки для кристаллов разной толщины можно экспериментально реализовать две ситуации: новый сигнал АФМР сосуществует со старым (исходным) сигналом, либо наблюдается один новый сигнал АФМР (при условии, что толщина кристалла не превышала 150 мкм при самой мощной накачке). При повышении температуры эффект исчезает при  $T \gtrsim 100$  К.

Объяснение эффекта основано на модели связанных обменных поляронов. В возбужденном состоянии ионы  $\text{Eu}^{3+}$  ( ${}^7F_1$ ) обладают моментом и, находясь в магнитоупорядоченной решетке ионов  $\text{Cr}^{3+}$ , вступают с ними в обменное взаимодействие — возникают обменные поляроны. Если одновременно возбуждено несколько соседних ионов  $\text{Eu}^{3+}$ , то они эффективно взаимодействуют между собой через решетку ионов  $\text{Cr}^{3+}$  (косвенный  $f-d-f$ -обмен), что приводит к понижению энергии такого кластера. При этом оказывается, что для кластеров, состоящих из  $N = 4, 8, 12$  и т. д. связанных поляронов, энергия меньше, чем для кластеров, содержащих на один полярон меньше или больше. Такие кластеры оказываются метастабильными, т. е. распад их по одному иону энергетически невыгоден, а всех ионов одновременно — маловероятен. Если время жизни таких метастабильных кластеров больше скважности между импульсами накачки, то, по мере накачки, количество их накапливается и возникает макрообласть, содержащая намагниченные ионы  $\text{Eu}^{3+}$ . Из расчета модели следует, что начиная с некоторого числа возбужденных ионов  $\text{Eu}^{3+}$  в кластере ( $N \geq 24$ ), энергия его становится отрицательной, т. е. обменное понижение энергии компенсирует величину расщепления между основным и возбужденным уровнями ионов  $\text{Eu}^{3+}$  ( $E = {}^7F_1 - {}^7F_0 \cong 300 \text{ см}^{-1}$ ). При этом состояние кристалла с намагниченными ионами  $\text{Eu}^{3+}$  становится основным. Спонтанный переход кристалла  $\text{EuCrO}_3$  в состояние с магнитной  $\text{Eu}$ -подсистемой не происходит при низкой температуре из-за малой вероятности одновременного термического возбуждения на уровень  ${}^7F_1$  нескольких соседних ионов  $\text{Eu}^{3+}$ . При высоких же температурах, когда такой заброс возможен, отсутствует обменное взаимодействие.

Из модели следует, что наибольшая величина  $f-d-f$ -обмена имеет место при антиферромагнитно упорядочении  $\text{Cr}$ -матрицы. При этом  $\text{Eu}$ -подсистема упорядочивается также антиферромагнитно с осью антиферромагнетизма вдоль оси  $Y$  кристалла. Проводились измерения зависимостей магнитного момента кристалла от температуры для главных направлений в кристалле до и после мощной оптической накачки. Данные магнитных измерений подтвердили наличие антиферромагнетизма в  $\text{Eu}$ -подсистеме после накачки по оси  $Y$  кристалла.

Проведено также исследование оптических спектров поглощения  $\text{EuCrO}_3$  в диапазоне 2200—500 нм, в интервале температур 4,2—300 К до и после оптической накачки. В спектрах поглощения после накачки появляется полоса поглощения с максимумом 1400 нм и ряд других эффектов, связанных с появлением магнитного порядка в  $\text{Eu}$ -подсистеме, которые при нагревании ( $T \gtrsim 140$  К) исчезают. Отметим, что и в спектрах поглощения до накачки обнаружены особенности, не наблюдавшиеся ранее в магнитных кристаллах на основе ионов  $\text{Cr}^{3+}$ : гигантский красный сдвиг электронно-колебательной полосы  ${}^4T_2$  ( $\sim 3000 \text{ см}^{-1}$ ) и аномальное поведение  $R$ -линий ионов  $\text{Cr}^{3+}$ . Эти эффекты обусловлены тем, что в полосе  ${}^4T_2$  и в  $\text{EuCrO}_3$  энергетически выгодно возбуждение  $\text{Cr}-\text{Eu}$ -экситона, представляющего собой возбужденный ион  $\text{Cr}^{3+}$  (в полосе  ${}^4T_2$ ), окруженный возбужденными ионами  $\text{Eu}^{3+}$  ( ${}^7F_1$ ). Поляризация магнитных моментов ионов  $\text{Eu}^{3+}$  за счет  $f-d-f$ -обмена приводит к существенному понижению энергии такого экситона. Из нескольких независимых оптических эффектов получены оценки параметров модели: величины  $f-d-f$ -обмена и положения первого возбужденного уровня иона  $\text{Eu}^{3+}$ , которые совпадают друг с другом и с данными магнитных и резонансных измерений.

Таким образом, из резонансных, магнитных и оптических данных следует, что в результате мощной оптической накачки в  $\text{EuCrO}_3$  происходит магнитный фазовый переход. Экспериментальные данные подтверждают основные положения теоретической модели, предложенной для описания явления. Основные результаты опубликованы в работах: Головенчик Е. И., Санина В. А., Шаплыгина Т. А. — ЖЭТФ, 1981, т. 80, 1911; Головенчик Е. И., Санина В. А. — ФТТ, 1982, т. 24, с. 375.