

дения η_w и η_e не происходит. Различие между η_w и η_e соответствует изменению потенциальной энергии ΔP по величине и знаку. Знак ΔP определяется вариацией ширины сгустка, происходящей при пролете зазора [4].

На рис. 2 показаны зависимости η_w , η_e и ΔP от фазы влета центра электронного сгустка в высокочастотное поле зазора (изменение ΔP показано штриховкой). Кривые 1 получены для идеализированного сгустка на входе, а кривые 2 для сгустка, сформированного в двухрезонаторном группирователе (расчет проведен для пучка с $P_{\mu}=1$ при шаге расчета $\Delta t=0,001$). Некоторое отличие величин $\eta_w + \Delta P$ и η_e определяется замедлением пучка в группирователе ($\kappa_h > 0$). Приведенные на рисунках кривые показывают, что при достаточной точности расчета изменение к.п.д. $\Delta \eta$ соответствует разности потоков потенциальной энергии на входе и выходе резонатора. Таким образом, расчет к.п.д. выходных устройств должен проводиться с учетом изменения потенциальной энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурнейка Е. К., Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Сандалов А. Н. «Электронная техника», электроника СВЧ, № 2, 29, 1971.
2. Nechtel I. R. Trans IEEE, ED-17, No. 11, 999, 1970.
3. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., Гостехиздат, 1956.
4. Васильев Е. И., Канавец В. И., Лопухин В. М. «Радиотехника и электроника», 15, 1189, 1970.

Поступила в редакцию
7.2 1972 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 538.245

К. П. БЕЛОВ, Е. В. ТАЛАЛАЕВА, Л. А. ЧЕРНИКОВА, Т. В. КУДРЯВЦЕВА,
В. И. ИВАНОВСКИЙ, Г. А. ЯРХО, С. АМАДЕЗИ¹

ИЗУЧЕНИЕ «ПОДРЕШЕТОЧНЫХ» МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ЗАМЕЩЕННЫХ ФЕРРИТАХ — ГРАНАТАХ ИТТРИЯ

Для понимания природы намагничивания ферромагнетиков, в том числе и ферритов, важно располагать экспериментальными данными о магнитных свойствах их подрешеток. Как известно, обычные измерения намагниченности и магнитной восприимчивости не дают таких сведений. Чтобы восполнить этот пробел, приходится обращаться к помощи нейтронографии, гамма-резонансной спектроскопии и ядерному магнитному резонансу. Определенные сведения о магнитном состоянии подрешеток ферромагнетиков можно получить с помощью измерения сопутствующих намагничиванию эффектов, таких, как магнетокалорический эффект, магнитострикция, эффект Фарадея, гальваномагнитные эффекты и др.

При изучении температурной зависимости магнетокалорического эффекта в редкоземельных ферритах — гранатах нами было установлено [1, 2, 3], что в отдельных подрешетках, магнитные моменты которых связаны отрицательным обменным взаимодействием, возникают парапроцессы ферромагнитного и антиферромагнитного типов, соответствующие параллельной и антипараллельной ориентации внешнего магнитного поля по отношению к межподрешеточному эффективному обменному полю. Эти различные типы парапроцессов вносят в измеряемый суммарный магнетокалорический эффект ферритов вклады разных знаков. Это позволяет использовать измерения магнетокалорического эффекта для получения сведений о магнитном состоянии отдельных подрешеток. Применение измерений магнетокалорического эффекта оказалось особенно плодотворным при изучении магнитного состояния подрешеток в замещенных ферритах — гранатах.

В нашей работе было проведено исследование магнетокалорического эффекта (ΔT -эффекта) в системе иттриевых ферритов — гранатов с замещением в железной d-подрешетке состава $\{Y_{3-\frac{x}{2}}Na_{\frac{x}{2}}\}Fe_{5-x}Ge_xO_{12}$, где $x=0; 0,5; 1; 1,5; 2$ и $2,5$. Ранее нами исследовался магнетокалорический эффект в ферритах — гранатах тяжелых ред-

¹ Сотрудник инженерного факультета Университета г. Акуила, Италия.

коземельных элементов. При объяснении характера температурной зависимости ΔT -эффекта в этих трехподрешеточных гранатах мы рассматривали железные a - и d -подрешетки как одну единую a - d -подрешетку и объясняли ход кривой $\Delta T(T)$, привлекая представления о парапроцессе ферро- и антиферромагнитного типа в c - и a - d -подрешетках.

Исследованные в настоящей работе замещенные ферриты—гранаты иттрия имеют всего две магнитные подрешетки, поскольку магнитный момент иона иттрия равен нулю. Для интерпретации полученных результатов в этой системе ферритов—гранатов мы рассматриваем a - и d -подрешетки как отдельные подрешетки, связанные отрицательным обменным взаимодействием, и учитываем парапроцессы ферро- и антиферро-

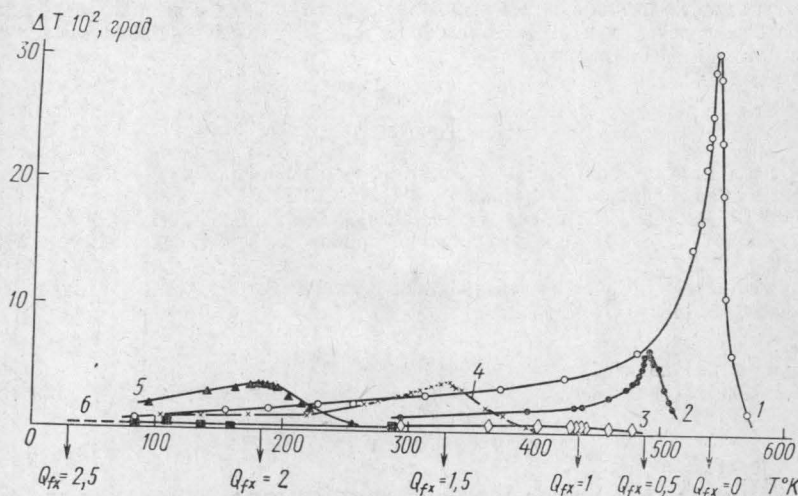


Рис. 1. Температурная зависимость магнетокалорического эффекта ΔT в интервале температур 77—600°K в замещенных ферритах—гранатах иттрия $\{Y_{3-x/2}Na_{x/2}\}Fe_{5-x}Ge_xO_{12}$. 1 — $Y_3Fe_5O_{12}$, $x=0$; 2 — $Y_{2,75}Na_{0,25} \times Fe_{4,5}Ge_{0,5}O_{12}$, $x=0,5$; 3 — $Y_{2,5}Na_{0,5}Fe_4GeO_{12}$, $x=1$; 4 — $Y_{2,25}Na_{0,75} \times Fe_{3,5}Ge_{1,5}O_{12}$, $x=1,5$; 5 — $Y_2NaFe_3Ge_2O_{12}$, $x=2$; 6 — $Y_{1,75}Na_{1,25} \times Fe_{2,5}Ge_{2,5}O_{12}$, $x=2,5$

магнитного типов в каждой из этих подрешеток. Согласно работе [4] в исследуемой системе при $0 \leq x \leq 1$ магнитный момент d -подрешетки больше магнитного момента a -подрешетки, так как число магнитных ионов в d -подрешетке при $x < 1$ больше, чем их число в a -подрешетке. При $x=1$ число ионов железа в a - и d -подрешетках одинаково и магнитные моменты подрешеток равны, что соответствует нулевому спонтанному моменту феррита—граната этого состава. Увеличение числа замещенных ионов в d -подрешетке (от $x=1$ до $x=2$) приводит к тому, что магнитный момент d -подрешетки становится меньше магнитного момента a -подрешетки. При увеличении замещения от $x=2$ до $x=3$ происходит сильное ослабление d -подрешетки, а следовательно, и межподрешеточного a - d -обменного взаимодействия. При этом начинает превалировать внутриподрешеточное взаимодействие между ионами a -подрешетки, которое является антиферромагнитным. Поэтому в a -подрешетке устанавливается антиферромагнитный порядок. Согласно работе Геллера [4], наличие антиферромагнитного порядка в a -подрешетке становится заметным при $x > 2$. При $x=3$ d -подрешетка полностью немагнитна, в a -подрешетке наблюдается антиферромагнитный порядок и полный спонтанный момент граната опять равен нулю (см. рис. 2, б).

Исследование в области температур от 77 до 600°K для указанной системы ферритов—гранатов (рис. 1) показало, что ΔT -эффект положителен и имеет максимум в области температуры Кюри $(\Delta T)_\theta$. Как видно из рис. 1, наибольшую величину имеет $(\Delta T)_\theta$ для феррита—граната иттрия ($x=0$).

Полученные нами результаты о зависимости $(\Delta T)_\theta$ от величины замещения x (см. рис. 2, а) можно интерпретировать следующим образом. В феррите—гранате иттрия ($x=0$) при приложении внешнего поля по полю направлен магнитный момент d -подрешетки. Магнитный момент a -подрешетки в силу отрицательного a - d -обменного взаимодействия при этом направлен противоположно внешнему полю. В таком случае поворот внешним полем магнитных моментов ионов железа d -подрешетки,

разориентированных тепловым движением по полю, соответствует парапроцессу обычного ферромагнитного типа. Поэтому ΔT -эффект, обусловленный этим типом парапроцесса, является положительным. В то же время поворот спинов ионов железа a -подрешетки по внешнему полю дает отрицательный ΔT -эффект, так как соответствует парапроцессу антиферромагнитного типа, поскольку эти спины стремятся установиться под влиянием внешнего поля в направлении, противоположном эффективному обменному полю, обусловленному a - d -обменным взаимодействием [1, 2]. Таким образом, наблюдаемый положительный пик $(\Delta T)_\theta$ в точке Кюри для образца с $x=0$ состоит из двух компонентов. Первый соответствует интенсивному парапроцессу ферромагнитного типа в d -подрешетке, а второй — менее интенсивному парапроцессу антиферромагнитного типа в a -подрешетке (поскольку ионов железа в d -подрешетке больше, чем в a -подрешетке).

По мере замещения ионов железа в d -подрешетке на немагнитные ионы германия ($x=0,5$) величина $(\Delta T)_\theta$ резко уменьшается. Это резкое уменьшение происходит по двум причинам. Во-первых, при замещении ионов железа d -подрешетки уменьшается количество магнитных ионов, участвующих в парапроцессе ферромагнитного типа. Во-вторых, при замещении ионов железа ионами германия происходит ослабление a - d -обменного взаимодействия, что приводит к усилению парапроцесса антиферромагнитного типа в a -подрешетке. Вовлечение большого числа магнитных моментов ионов a -подрешетки в парапроцесс антиферромагнитного типа должно как бы «тормозить» уменьшение восприимчивости парапроцесса феррита — граната при увеличении x . Действительно, измерение удельной восприимчивости парапроцесса χ_p для образцов с $x=0$ и $x=0,5$ показало, что при замещении $x=0,5$ восприимчивость уменьшается всего в 2,3 раза ($\chi=11 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{г}$ при $x=0$; $\chi=4,9 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{г}$ при $x=0,5$), а величина $(\Delta T)_\theta$ при этом же замещении уменьшается более чем в 4 раза (см. рис. 2, б).

При замещении $x=1$, при котором результирующий спонтанный магнитный момент феррита—граната обращается в нуль, ΔT -эффект, как видно из рис. 1 и 2, а, становится очень малым. Это объясняется компенсацией парапроцессов ферро- и антиферромагнитного типов в a - и d -подрешетках.

При дальнейшем увеличении замещения (от $x=1,0$ до $x=2$) магнитный момент a -подрешетки становится больше магнитного момента d -подрешетки. Спонтанный магнитный момент a -подрешетки располагается теперь вдоль внешнего поля и парапроцесс в a -подрешетке при таких замещениях становится парапроцессом ферромагнитного типа, который дает большой положительный вклад в ΔT -эффект феррита. В d -подрешетке наблюдается при этом парапроцесс антиферромагнитного типа. Однако из-за сильного ослабления d -подрешетки отрицательный ΔT -эффект, даваемый d -подрешеткой, будет мал и потому преобладает ΔT -эффект положительного знака за счет a -подрешетки.

Для состава с $x=2,5$, для которого, согласно работе Геллера [4] (см. рис. 2, б), магнитный момент феррита—граната становится близким к нулю, ΔT -эффект также стремится к нулю (см. рис. 2), так как в a -подрешетке возникает антиферромагнитный порядок.

Проведенный анализ результатов измерения ΔT -эффекта в замещенных ферритах—гранатах иттрия позволяет сделать вывод о том, что исследования магнетокало-

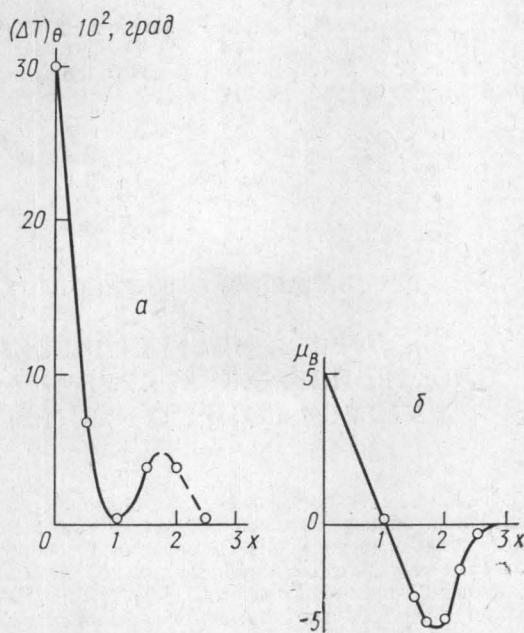


Рис. 2. Зависимость величины максимального магнетокалорического эффекта в точке Кюри, $(\Delta T)_\theta$, от величины замещения x (а) и зависимость величины магнитного момента μ от величины x согласно Геллеру [4] (б)

рического эффекта могут быть использованы для получения сведений о характере обменных подрешеточных взаимодействий в ферритах и их намагниченности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П., Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Ивановский В. И. Письма в ЖЭТФ, 7, 423, 1968.
2. Белов К. П., Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Ивановский В. И., Кудрявцева Т. В. Письма в ЖЭТФ, 9, 671, 1969.
3. Белов К. П., Никитин С. А., Талалаева Е. В., Черникова Л. А., Кудрявцева Т. В., Тихонов В. В., Ивановский В. И. ЖЭТФ, 61, 1101, 1971.
4. Geller S., Williams H., Espinosa G., Sherwood R. The Bell System Technical Journal, 43, 565, 1964.

Поступила в редакцию
18.4 1972 г.

Кафедра
общей физики для биологов

УДК 535.112+537.56

В. В. БАЛАШОВ, С. С. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. С. СЕНАШЕНКО

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ЭЖЕКТИРУЕМЫХ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ АТОМОВ ГЕЛИЯ С БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В отличие от полных сечений ионизации угловые и энергетические распределения электронов, образующихся в результате ионизации атомов электронным ударом, дают более полную информацию о механизме ионизационного процесса. Их экспериментальное и теоретическое изучение только начато, тогда как аналогичные исследования столкновений протонов с атомами были выполнены достаточно полно, обнаружив при этом ряд качественных особенностей механизма ионизации [1].

В работах группы Эрхарда [2], группы Бити [3—5] и группы Ода [6] исследовалась ионизация атомов гелия электронным ударом в широком диапазоне энергии налетающих электронов — от 100 до 2000 эв. Теоретическая интерпретация полученных результатов, проводилась в основном в рамках полуклассической теории бинарных столкновений [7]. Эта теория верно передает общую картину процесса ионизации: с увеличением энергии эжектируемых электронов резко падает их выход, а угловое распределение становится все более анизотропным. Наиболее существенное расхождение с экспериментом касается эжекции электронов в области передних и задних углов: теория не может объяснить большого выхода электронов в этих направлениях.

В разных задачах атомной физики полуклассическая теория бинарных столкновений все чаще заменяется более последовательным описанием в рамках борновского приближения. Применительно к рассматриваемой нам задаче борновское приближение использовалось в работе [8], где рассматривались спектры эжектируемых электронов, проинтегрированные по всем углам их вылета. Расчеты в борновском приближении углового распределения эжектируемых электронов, насколько нам известно, не проводились.

В настоящей работе в борновском приближении рассмотрена ионизация атома гелия быстрыми электронами. Вычислены угловые и энергетические распределения, соответствующие прямым переходам атомного электрона в непрерывный спектр (переходы через автоионизационные уровни не рассматриваются):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{\vec{Q}} dE} = \frac{\pi a_0^2}{E_0} \int_{Q_{\min}}^{Q_{\max}} \left| \langle \psi_f \left| \sum_{i=1}^2 e^{i\vec{Q}\vec{r}_i} \right| \psi_i \rangle \right|^2 \frac{dQ}{Q^3},$$

где \vec{Q} — изменение импульса рассеянного электрона, а Q_{\min} и Q_{\max} определяются кинематикой процесса, E_0 — энергия налетающего электрона, a_0 — атомная единица длины. Основное состояние атома гелия описывалось волновой функцией Хартри—Фока [9], состояние системы $\{\text{He}^+ + e\}$ симметризованным произведением водородопол-