

УДК 538:221;539:126

МЁССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЕРХТОНКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЯДЕР ^{57}Fe ПРИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В СИСТЕМЕ $(\text{Tb}_{0,45}\text{Dy}_{0,55})_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_2$

В. С. Русаков, А. С. Илюшин, А. Б. Баранов

(кафедра общей физики; кафедра физики твердого тела)

Проведены мёссбауэровские исследования системы $(\text{Tb}_{0,45}\text{Dy}_{0,55})_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_2$. Установлено, что спиновая переориентация происходит в плоскости $(1\bar{1}0)$ в узкой области концентраций; изотропное магнитное поле на ядрах ^{57}Fe линейно зависит от эффективного спина редкоземельной подрешетки; анизотропное магнитное поле содержит два вклада одного знака и порядка величины — от локализованных магнитных моментов и поляризованных ими электронов проводимости. Не обнаружено изменений параметров сверхтонких взаимодействий, вызванных спиновой переориентацией. Предложены механизмы формирования градиента электрического поля в области расположения ядер ^{57}Fe в фазах Лавеса типа RFe_2 .

Редкоземельные кубические фазы Лавеса типа RFe_2 являются удобными модельными объектами для исследования сверхтонких электронно-ядерных взаимодействий. Кристаллическая и магнитная структура таких соединений хорошо изучена [1]. Возможность изменения состава фаз без изменения кристаллической структуры позволяет в широких пределах варьировать их свойства, а наличие удобного мёссбауэровского изотопа ^{57}Fe — воспользоваться методами мёссбауэровской спектроскопии.

Известно множество работ, посвященных исследованию сверхтонких взаимодействий (СТВ) ядер ^{57}Fe в фазах Лавеса RFe_2 [2, 3]. Однако механизмы этих взаимодействий изучены недостаточно. Существенным шагом в исследовании СТВ стало использование тензорного описания магнитных сверхтонких взаимодействий [4, 5], которое позволяет получать все необходимые параметры СТВ и с большой точностью определять ориентацию оси легчайшего намагничивания (ОЛН) [6, 7].

Настоящая работа посвящена мёссбауэровским исследованиям СТВ ядер ^{57}Fe при концентрационной спиновой переориентации в кубических фазах Лавеса $(\text{Tb}_{0,45}\text{Dy}_{0,55})_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_2$.

Методика эксперимента

Образцы исследованных интерметаллических соединений системы $(\text{Tb}_{0,45}\text{Dy}_{0,55})_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_2$ синтезировались методом, подробно описанным в работе [8]. Контроль за фазовым составом осуществлялся с помощью рентгеновского фазового анализа и оптической металлографии [9].

Мёссбауэровские исследования проводились при комнатной температуре на ЯГР-спектрометре электродинамического типа в геометрии поглощения в режиме постоянных ускорений. Источником γ -квантов служил изотоп ^{57}Co в матрице Rh . Обработка и анализ спектров, расчет решеточных сумм, оценка компонент тензора градиента электрического поля, квадрупольного смещения линии и дипольного вклада в сверхтонкое магнитное поле осуществлялись с

помощью программ LAVES и LATTICE, входящих в комплекс MStools [10].

Экспериментальные спектры и модель расшифровки

Характерные мёссбауэровские спектры сплавов системы $(\text{Tb}_{0,45}\text{Dy}_{0,55})_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_2$ показаны на рис. 1. Максимальная величина эффекта для всех образцов не превышала 2,5%, что позволило пренебречь «эффектом насыщения» [11]. Спектры сплавов с $0,1 \leq x \leq 0,4$ представляют собой совокупность двух видимых зеемановских секстетов с соотношением интенсивностей 3:1, характерным для ориентации ОЛН вблизи направлений типа $[111]$ [2]. Спектры сплавов с $0,6 \leq x \leq 0,9$ выглядят как одиночные и несколько асимметричные зеемановские секстеты с уширенными линиями. Эти спектры являются суперпозицией парциальных секстетов с близкими значениями параметров СТВ и соответствуют ориентации ОЛН, как и в случае HoFe_2 [2], вблизи направлений $[001]$. Как видим, спиновая переориентация в системе $(\text{Tb}_{0,45}\text{Dy}_{0,55})_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_2$ происходит в достаточно узкой области $0,4 < x < 0,6$, что соответствует данным рентгеновских исследований [9].

В элементарной ячейке RFe_2 все позиции атомов железа кристаллографически эквивалентны [1], однако в магнитном отношении они эквивалентны только при ориентации ОЛН вдоль оси типа $[001]$. Тензор градиента электрического поля (ГЭП) на ядрах ^{57}Fe , созданного локализованными зарядами решетки, аксиально симметричен, причем направление ГЭП совпадает с осью симметрии третьего порядка тетраэдра, образованного атомами Fe ближайшего окружения. При отклонении ОЛН от направления $[001]$ углы между главной осью тензора ГЭП и локальным магнитным моментом будут различны для разных позиций атомов Fe, что приведет к их магнитной неэквивалентности и возникновению подрешеток атомов Fe. СТВ для каждой из этих подрешеток описываются своим набором параметров: эффективным магнитным полем $\mathbf{H}_n^{(i)}$, квадрупольным смещением $\varepsilon^{(i)}$ и сдвигом мёссбауэровской линии $\delta^{(i)}$. При

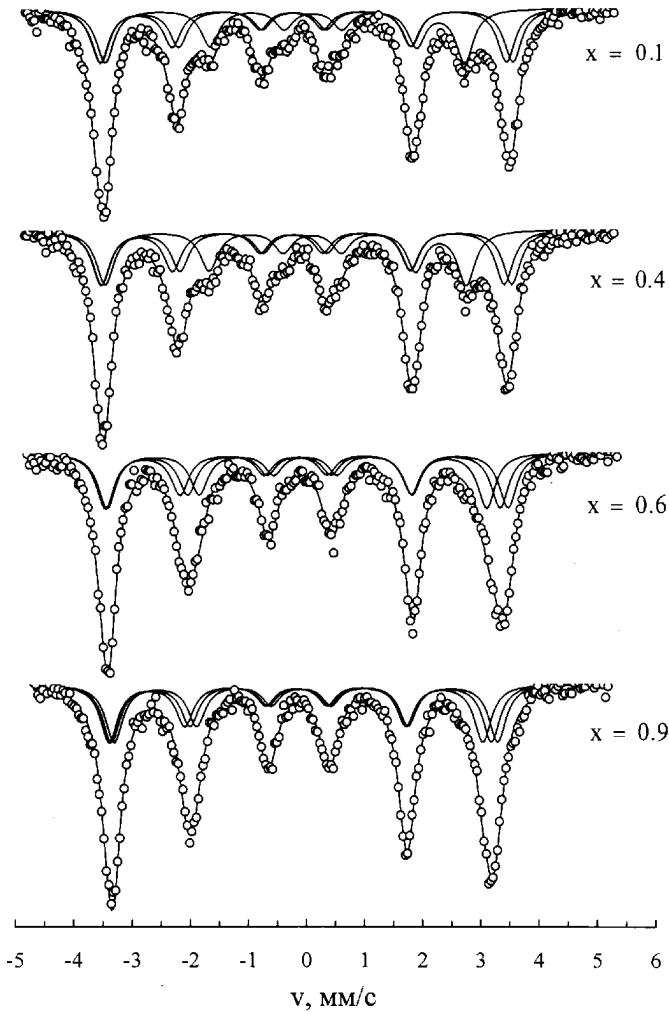


Рис. 1. Характерные мёссбауэровские спектры сплавов системы $(\text{Tb}_{0,45}\text{Dy}_{0,55})_{1-x}\text{Ho}_x\text{Fe}_2$ и результат их расшифровки в модели тензорного описания сверхтонких магнитных взаимодействий

произвольной ориентации ОЛН число железных подрешеток максимально и равно четырем.

Поле $\mathbf{H}_n^{(i)}$ в области расположения ядер железа каждой из подрешеток может быть представлено в виде суммы: $\mathbf{H}_n^{(i)} = \mathbf{H}_{\text{is}} + \mathbf{H}_{\text{an}}^{(i)}$, где \mathbf{H}_{is} — изотропная часть, не зависящая от ориентации магнитного момента атома железа $\boldsymbol{\mu}_{\text{Fe}}$, а $\mathbf{H}_{\text{an}}^{(i)}$ — анизотропная часть, проекция которой на $\boldsymbol{\mu}_{\text{Fe}}$ при усреднении по всем возможным направлениям $\boldsymbol{\mu}_{\text{Fe}}$ дает нулевое значение. Если ввести в рассмотрение тензор магнитных СТВ $\mathbf{A}^{(i)}$ так, что $\mathbf{H}_n^{(i)} = \mathbf{A}^{(i)}\mathbf{m}_{\text{Fe}}$ [4], где $\mathbf{m}_{\text{Fe}} = \boldsymbol{\mu}_{\text{Fe}}/\mu_{\text{Fe}}$, то \mathbf{H}_{is} и $\mathbf{H}_{\text{an}}^{(i)}$ будут описываться соответствующими тензорами \mathbf{A}_{is} и $\mathbf{A}_{\text{an}}^{(i)}$ [2]:

$$\mathbf{A}_{\text{is}} = A_{\text{is}}\mathbf{E}, \quad \mathbf{A}_{\text{an}}^{(i)} = A_{\text{an}}\mathbf{S}^{(i)}.$$

Здесь \mathbf{E} — единичная матрица; A_{is} и A_{an} — изотропное и анизотропное поля соответственно. Вид матриц $\mathbf{S}^{(i)}$ определяется симметрией кристалла и связан в соединениях RFe_2 с направлением локальных осей симметрии в рассматриваемых позициях атомов железа [2].

Сдвиг мёссбауэровской линии δ при данном наборе атомов ближайшего окружения определяется в первую очередь расстояниями до этих атомов [12]. Если пренебречь искажениями кристаллической решетки исследованных сплавов из-за спонтанной стрикции [9], то сдвиги парциальных спектров $\delta^{(i)}$ можно считать одинаковыми. В том же приближении ГЭП q в области расположения ядра, а значит, и константа квадрупольного взаимодействия e^2qQ (Q — квадрупольный момент ядра) также одинаковы для каждой из магнитно-неэквивалентных позиций. В этом случае квадрупольное смещение $\varepsilon^{(i)}$ зависит только от угла $\alpha^{(i)}$ между ОЛН и направлением главной оси тензора ГЭП. В общем случае углы $\alpha^{(i)}$ различны для четырех типов позиций атомов Fe, и каждому такому углу отвечает свое значение $\varepsilon^{(i)}$ [2]:

$$\varepsilon^{(i)} = \frac{e^2qQ}{4} \frac{3 \cos^2 \alpha^{(i)} - 1}{2}.$$

Для определения параметров СТВ необходимо знать их взаимосвязь с параметрами парциальных спектров. Если учесть второй порядок малости константы e^2qQ в разложении энергии комбинированного СТВ, положения компонент зеемановских секторов будут определяться соотношениями [2]

$$v_{1,6}^{(i)} = \delta + \varepsilon^{(i)}(e^2qQ, \varphi, \theta) \mp a_+^{(i)}(e^2qQ, A_{\text{is}}, A_{\text{an}}, \varphi, \theta) \mp \mu_n \frac{|g_g| + 3|g_e|}{2} H_n^{(i)}(A_{\text{is}}, A_{\text{an}}, \varphi, \theta),$$

$$v_{2,5}^{(i)} = \delta - \varepsilon^{(i)}(e^2qQ, \varphi, \theta) \pm a_-^{(i)}(e^2qQ, A_{\text{is}}, A_{\text{an}}, \varphi, \theta) \mp \mu_n \frac{|g_g| + |g_e|}{2} H_n^{(i)}(A_{\text{is}}, A_{\text{an}}, \varphi, \theta),$$

$$v_{3,4}^{(i)} = \delta - \varepsilon^{(i)}(e^2qQ, \varphi, \theta) \mp a_-^{(i)}(e^2qQ, A_{\text{is}}, A_{\text{an}}, \varphi, \theta) \mp \mu_n \frac{|g_g| - |g_e|}{2} H_n^{(i)}(A_{\text{is}}, A_{\text{an}}, \varphi, \theta). \quad (1)$$

Здесь μ_n — ядерный магнетон; g_g и g_e — g -факторы для основного и возбужденного состояний ядра; φ и θ — углы, задающие направление вектора $\mathbf{m}_{\text{Fe}}(\varphi, \theta)$ в сферической системе координат.

Использование формул (1) в программе LAVES позволило расшифровать экспериментальные спектры в рамках тензорного описания магнитных СТВ, определить ориентацию ОЛН и значения параметров СТВ — A_{is} , A_{an} , e^2qQ и δ . Из рис. 1 видно, что тензорный подход позволяет хорошо описать полученные спектры.

Результаты и обсуждение

Обработка спектров показала, что изменение ориентации ОЛН происходит в плоскости $(1\bar{1}0)$ и отклонения угла φ от 45° незначительны и носят случайный характер. Концентрационная зависимость угла отклонения ОЛН от направления $[001]$ представлена на рис. 2. Видно, что в областях изменения концентрации $0,1 \div 0,4$ и $0,6 \div 1,0$ наблюдается линейное

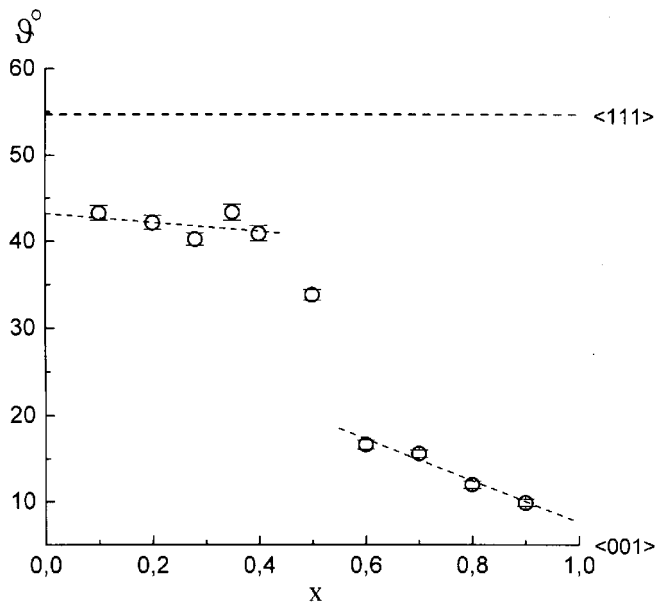


Рис. 2. Концентрационная зависимость угла θ отклонения ОЛН от направления типа $[001]$ при повороте в плоскости $(1\bar{1}0)$

уменьшение угла θ с увеличением x . В области же $x = 0,4 \div 0,6$ происходит резкое изменение ориентации ОЛН. Заметим, что при комнатной температуре ОЛН отклонена на $\sim 12^\circ$ от направления $[111]$, характерного для сплава $TbFe_2$ при низких температурах [2]. Аналогичное отклонение на $\sim 5^\circ$ от направления $[001]$ имеет место и для состава с $x = 1,0$, соответствующего $HoFe_2$. Подобные отклонения наблюдались в RFe_2 и ранее [2, 4, 5].

Среди параметров спектра наиболее чувствительным к спиновой переориентации является эффективное магнитное поле H_n . Основными вкладами в поле H_n на ядре атома Fe в случае RFe_2 являются [2]: H_{Fermi} — поле, обусловленное контактным взаимодействием Ферми; H_c — вклад от контактного взаимодействия с электронами проводимости и H_{dip} — вклад от диполь-дипольного взаимодействия ядра с окружающими атомами:

$$H_n = H_{Fermi} + H_c + H_{dip}. \quad (2)$$

Поле H_{Fermi} определяется разностью зарядовых плотностей s -электронов со спинами «вверх» и «вниз» на ядрах мёсбауэровских атомов [13]. Поле H_c также зависит от разности плотностей, но только электронов проводимости. При этом поля H_{Fermi} и H_c изотропны и коллинеарны моменту μ_{Fe} . Поле H_{dip} является суммой полей, создаваемых магнитными моментами атомов окружения, и может быть рассчитано путем вычисления решеточных сумм [2]: $H_{dip} = \sum_t D^t \mu_t$. Здесь μ_t — маг-

нитный момент t -го атома, а $D^t \equiv \{D_{ij}^t\}$ — матрица решеточных сумм t -й магнитной подрешетки: $D_{ij}^t = \sum_{k(t)} (3x_{ki}x_{kj} - \delta_{ij}r_k^2)/r_k^5$. Поле H_{dip} является анизотропным, его направление и величина в случае RFe_2 различны для четырех неэквивалентных позиций атомов железа в этих соединениях.

В рамках тензорного подхода каждое из полей, введенных в (2), описывается с помощью тензора. Полю H_{Fermi} соответствует тензор (для H_c аналогично)

$$A_{Fermi} = -\frac{8\pi}{3} \mu_B \sum_s (|\psi_{s\uparrow}(0)|^2 - |\psi_{s\downarrow}(0)|^2) E.$$

При этом изотропная часть тензора сверхтонких взаимодействий равна $A_{is} = A_{Fermi} + A_c$. Поле H_{dip} в случае коллинеарной магнитной структуры описывается тензор A_{dip} : $A_{dip} = \sum_t D^t \mu_t$. Здесь μ_t — проекция

μ_t на m_{Fe} . Тензоры $A_{dip}^{(i)} = A_{dip} S^{(i)}$ различны для каждой из подрешеток атомов железа, но поле A_{dip} не зависит от конкретной позиции мёсбауэровского атома. С учетом симметрии позиций, занимаемых атомами Fe в структуре RFe_2 (случай точечной симметрии $3\bar{m}$), поле A_{dip} может быть выражено в виде [2]

$$A_{dip} = \mu_{Fe} D_{xy}^{Fe} + \mu_R D_{xy}^R. \quad (3)$$

На рис. 3 представлены найденные с помощью программы LAVES концентрационные зависимости изотропного A_{is} и анизотропного A_{an} полей, которые не обнаруживают каких-либо резких изменений в области спиновой переориентации. Значения A_{is} отрицательны и линейно уменьшаются по абсолютной величине с ростом x . При этом величина A_{an} положительна и остается практически неизменной. Нами выявлена линейная корреляция между изотропным полем A_{is} и эффективным спином редкоземельной магнитной подрешетки $\langle S_R \rangle = 2(g_J - 1) \langle J_R \rangle$ (с коэффициентом $\delta A_{is} / \delta \langle S_R \rangle = 4,19$ кЭ), обусловленная переносным вкладом в A_{is} со стороны редкоземельных атомов [5].

С помощью программы LATTICE нами был проведен расчет A_{dip} (3) с учетом всех атомов, находя-

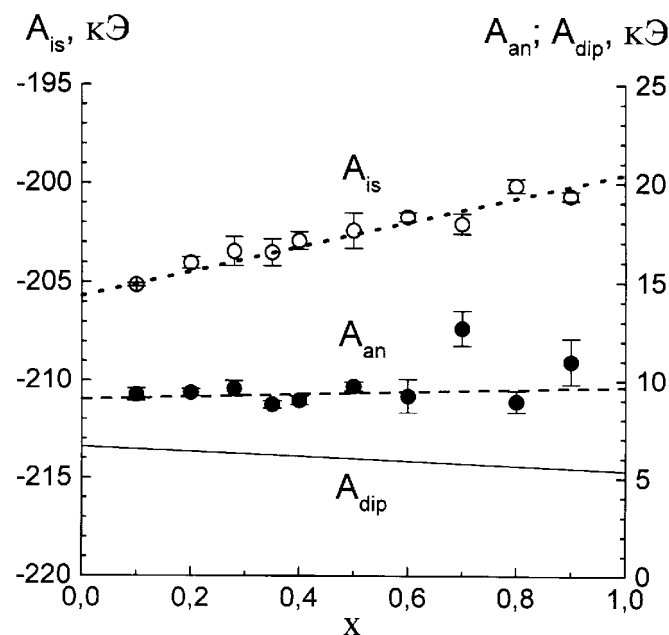


Рис. 3. Концентрационные зависимости изотропного A_{is} , анизотропного A_{an} и дипольного A_{dip} полей

щихся внутри сферы радиуса 30 \AA (см. рис. 3). Видно, что поля A_{dip} и A_{an} одного знака, однако величина экспериментально определенного анизотропного поля в $1,4 \div 1,8$ раза превышает рассчитанное дипольное поле. Наличие анизотропного поля, превышающего величину дипольного поля, характерно для соединений $R\text{Fe}_2$ [4–6]. Согласно [4], дополнительный вклад в поле A_{an} обусловлен электронами проводимости, поляризованными магнитным дипольным полем локализованных магнитных моментов атомов решетки.

На рис. 4 показана зависимость сдвига мёссбауэровской линии δ от концентрации. Значения сдвига отрицательны (относительно $\alpha\text{-Fe}$) и линейно уменьшаются с ростом x . Для исследуемых соединений характерно линейное уменьшение объема элементарной ячейки с ростом концентрации гольмия [9], что, по-видимому, и приводит к линейной концентрационной зависимости сдвига δ . Объемный коэффициент сдвига оказался равен $\partial\delta/\partial \ln V = 1,33 \text{ мм/с}$ (для $\alpha\text{-Fe}$ — $1,37 \text{ мм/с}$ [12]). Увеличение сдвига с увеличением объема является следствием уменьшения зарядовой плотности электронов на ядрах ^{57}Fe [13]. По-видимому, это связано с уменьшением концентрации $4s$ -электронов в полосе проводимости.

На рис. 4 представлена также концентрационная зависимость константы квадрупольного взаимодействия e^2qQ . Видно, что константа e^2qQ отрицательна и ее абсолютное значение линейно уменьшается с ростом концентрации гольмия в сплаве. В общем случае градиент электрического поля возникает от локализованных зарядов ионных остовов окружающих атомов (решеточный вклад), электронов проводимости и валентных электронов мёссбауэровского атома [12, 14]. В соответствии с этим тензор ГЭП

можно представить как сумму тензоров, описывающих эти вклады:

$$\mathbf{G} = \mathbf{G}^{\text{lat}} + \mathbf{G}^c + \mathbf{G}^v.$$

С учетом эффектов экранирования ГЭП электронами внутренних оболочек атома вклады в результирующий градиент q (главную компоненту тензора \mathbf{G}) представляются в виде [12–14]:

$$q = (1 - \gamma_\infty)q_{\text{lat}} + (1 - \gamma)q_c + (1 - R)q_v,$$

где γ_∞ , γ , R — факторы экранирования и антиэкранирования Штернхеймера.

Решеточный вклад в ГЭП q_{lat} может быть рассчитан в приближении точечных зарядов. Тензор, описывающий этот вклад, представляет собой сумму произведений зарядов e_t и соответствующих им тензоров решеточных сумм: $\mathbf{G}^{\text{lat}} = \sum_t e_t \mathbf{D}^t$. Здесь t — индекс суммирования по всем типам атомов в решетке. С помощью программы LATTICE нами были рассчитаны константы квадрупольного взаимодействия $(e^2qQ)_{\text{ion}}$, соответствующие вкладу в ГЭП от локализованных зарядов ионных остовов атомов решетки с учетом эффекта антиэкранирования.

Суммарный вклад от электронов проводимости и валентных электронов атома, так называемый электронный вклад $(e^2qQ)_{\text{el}}$, можно оценить, если из экспериментально найденной константы квадрупольного взаимодействия e^2qQ вычесть рассчитанный вклад от локализованных зарядов $(e^2qQ)_{\text{ion}}$. Аналогично тому, как это было сделано в работе [15], проведена оценка электронного вклада в зависимости от $(e^2qQ)_{\text{ion}}$ (рис. 5) как для исследованных сплавов, так и для различных металлических матриц с внедренными в них атомами железа [16]. Видно, что во всех рассматриваемых случаях вклад $(e^2qQ)_{\text{el}}$ оказывается противоположным по знаку решеточному вкладу $(e^2qQ)_{\text{ion}}$. Данные для металлических матриц, согласно авторам работы [16], демонстрируют практически линейную корреляцию и объясняются в [15, 16] существованием противо-

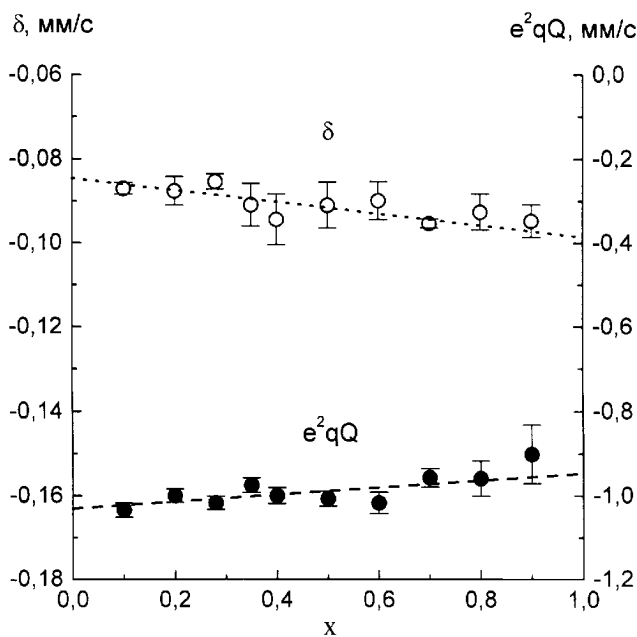


Рис. 4. Концентрационные зависимости сдвига мёссбауэровской линии δ и константы квадрупольного взаимодействия e^2qQ

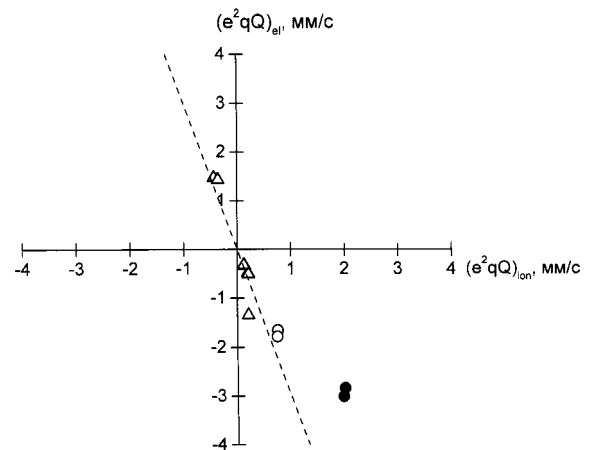


Рис. 5. Величина электронного вклада $(e^2qQ)_{\text{el}}$ в зависимости от $(e^2qQ)_{\text{ion}}$ для исследованных сплавов (кружки) и различных металлических матриц с внедренными в них атомами железа (треугольники) [16]; полые кружки соответствуют расчету для ионов Fe^{2+} , закрашенные — ионам Fe^{3+}

положного по знаку большого вклада от электронов проводимости, поляризованных неоднородным электрическим полем локализованных зарядов ионных остовов. Видно, что рассчитанные значения согласуются с данными для металлических матриц (особенно в случае Fe^{2+}). Следовательно, есть основания предполагать, что и для интерметаллических редкоземельных соединений типа RFe_2 основными вкладами в градиент электрического поля в области расположения ядер ^{57}Fe являются вклады от локализованных зарядов ионных остовов атомов решетки и поляризованных ими электронов проводимости.

Литература

1. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М., 1974.
2. Николаев В.И., Русаков В.С., Федоренко И.В. Методы мёссбауэровских исследований спиновой переориентации. М., 1988.
3. Burzo E., Chelkowski A., Kirchmayr H.R. // From Landolt-Börnstein New Series. III/19d2. Springer-Verlag, 1990. P. 83.
4. Raj P., Kulshreshtha S.K. // J. Physique. 1980. 41. P. 1487.
5. Meyer C., Hartmann-Boutron, Gros Y. et al. // J. Physique. 1981. 42. P. 605.
6. Николаев В.И., Русаков В.С., Солодченкова Т.Б. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. 54, № 9. С. 1681.

7. Николаев В.И., Русаков В.С., Солодченкова Т.Б. // Магнетизм редкоземельных сплавов. Грозный, 1992. С. 72.
8. Ilyushin A.S., Wallace W.E. // J. Solid. State Chemistry. 1976. 17. P. 131.
9. Илюшин А.С. // Магнетизм редкоземельных сплавов. Грозный, 1992. С. 48.
10. Rusakov V.S., Chistyakova N.I. // Lat. Amer. Conf. on Application of the Mössbauer Effect (LACAME'92). Buenos Aires, Argentina, 1992. No. 7-3.
11. Николаев В.И., Русаков В.С. Мёссбауэровские исследования ферритов. М., 1985.
12. Cranshaw T.E. // Advances in Mössbauer Spectroscopy / Eds. B. V. Thosar, P. K. Lyengar. Amsterdam; Oxford; New York, 1983. P. 217.
13. Шпинель В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М., 1969.
14. Mössbauer Spectroscopy. / Eds. D. P. E. Dickson, F. J. Berry. Cambridge University Press, 1986.
15. Sawicki J.A. // Phys. Stat. Solidi. (b). 1972. 53. P. K103.
16. Raghavan P., Kaufmann E.N., Raghavan R.S. et al. // Phys. Rev. 1976. B13, No. 7. P. 2835.

Поступила в редакцию
20.04.98

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466.31

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ВОЛНАМИ И ТЕЧЕНИЕМ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ГЕНЕРАЦИИ ВЕТРОВЫХ ВОЛН

Е. П. Анисимова, К. В. Показеев, Н. И. Соболева, А. А. Сперанская

(кафедра физики моря и вод суши)

Приводятся результаты исследования ряда характеристик процесса энергообмена в системе ветро-волнового взаимодействия. Обсуждается начальная стадия развития дрейфового течения и волн. По данным лабораторных экспериментов определена связь между динамическими скоростями ветрового потока и дрейфового течения. Показано, что для обсуждаемых в статье условий на рост волн затрачивается только 33% потока импульса, поступающего в водоем из атмосферы, а остальная часть этого потока расходуется на генерацию и развитие дрейфового течения. Рассчитаны составляющие энергетического баланса на водной поверхности для начальной стадии ветро-волнового взаимодействия.

Одной из центральных задач в изучении пограничного слоя вода-воздух следует считать исследование энергообмена в системе ветер-волны на различных этапах развития последних. Это очевидно, так как ветро-волновое взаимодействие — одно из важнейших звеньев проблемы взаимодействия гидросферы и атмосферы в целом. Велика роль пограничного слоя вода-воздух и в экологических процессах, поскольку именно здесь формируются основные механизмы самоочистки, освобождающие водную поверхность от многих видов загрязнений и фильтрующие приводный воздушный поток от газообразных и взвешенных примесей. Несмотря на актуальность

проблемы, число работ, в которых исследуется энергообмен на границе раздела вода-воздух, невелико.

В настоящей работе выполнено исследование ряда характеристик процесса энергообмена при ветро-волновом взаимодействии. Обсуждается начальная стадия ветрового волнения, когда волны движутся со скоростями, много меньшими средней скорости ветра на уровне волн-шероховатостей, т. е. когда безразмерный возраст волны c/u_{*a} — величина порядка единицы. Здесь c — фазовая скорость энергонесущей компоненты ветровых волн, u_{*a} — динамическая скорость, или скорость трения, ветрового потока. Исследование проведено на основе как собственных