

flows on the behavior of turbofan forced mixers.— N. Y., 1980.— (Paper/AIAA; № 1198).

4. Метод граничных интегральных уравнений/Под ред. Т. Круза, Ф. Ринцо.— М.: Мир, 1978.

г. Москва

Поступила 7/VIII 1989 г.,
в окончательном варианте — 28/XI 1989 г.

УДК 539.56

В. П. Ларионов, Я. С. Семенов

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНООСНОАГРУЖЕННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ОБРАЗЦОВ

Практически все конструкции и материалы неоднородны по своей структуре. В одних случаях это обусловлено технологией изготовления материалов, в других — введением второй фазы с целью создания новых свойств материалов. Независимо от того, какими свойствами будет обладать материал, эти неоднородности станут концентраторами напряжений, которые сильно влияют на температуру вязкохрупкого перехода. При различных видах нагружения материалов с концентраторами напряжений температура вязкохрупкого перехода всегда смещается в сторону положительных температур [1, 2].

В связи с этим предлагается изучение однооснонагруженных образцов с помощью мессбауэровской спектроскопии. Выбраны ферромагнитные материалы, имеющие спектр с хорошо разрешенным зеемановским секстетом. На таких спектрах легко разрешимы электрические квадрупольные и магнитные дипольные сверхтонкие взаимодействия, изменения магнитной текстуры, релаксационные явления [3], а значит, и изменения электронной структуры при одноосном нагружении.

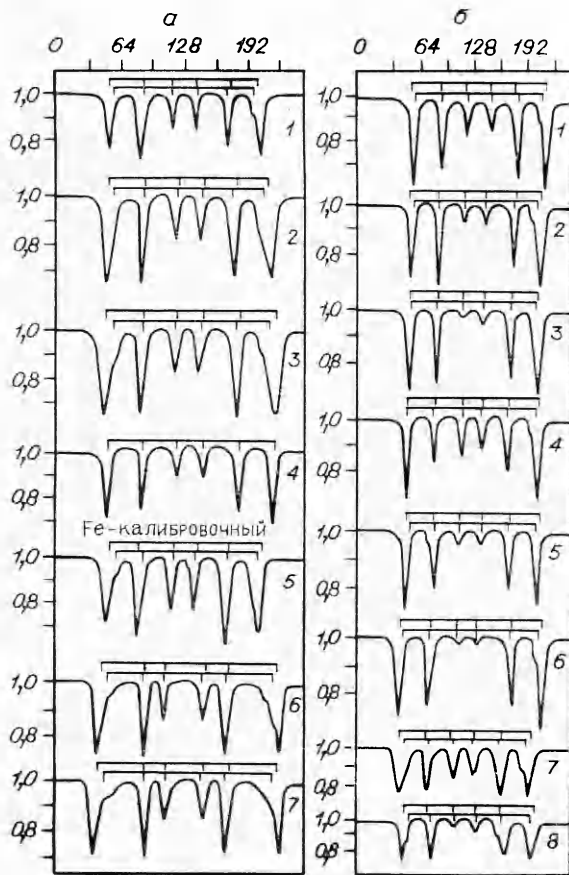
Методика и результаты эксперимента. Для мессбауэровских исследований однооснонагруженных образцов разработан станок, состоящий из подвижного и неподвижного зажимов. Подвижный зажим соединен с устройством нагружения, задающим величину приложенного напряжения.

Образцы были изготовлены из сплава бинарной системы Fe—Si и имели следующий состав: Fe — 0,2 % Si; Fe — 1,0 % Si; Fe — 2,0 % Si; Fe — 3,6 % Si. Образцы из фольги сделаны по стандартной методике в виде лепт длиной 20—30, шириной 20—25 мм и толщиной ~60 мкм. Для получения мессбауэровских спектров использован спектрометр электродинамического типа с постоянным ускорением.

На рис. 1 представлены мессбауэровские спектры бинарной системы Fe—Si разного состава (ось абсцисс — номера каналов, ось ординат — относительные интенсивности). На рис. 1, а приведены спектры однооснонагруженных в упругой области образцов с массовой долей кремния 2 % (1—3 при $\sigma = 0$; 0,4; 6 кг/мм²), 3,6 % (5—7 при тех же значениях σ). Характерной особенностью является то, что обычные для данного состава зеемановские секстеты при наложении нагрузки показывают увеличение эффективного магнитного поля, изменение соотношения интенсивностей, а также положительный изомерный сдвиг.

На рис. 1, б даны мессбауэровские спектры образцов с массовой долей кремния 0,2 % (1—3 при $\sigma = 0$; 14; 28 кг/мм²), 1 % (4—6 при тех же значениях σ), 3,6 % (7, 8 при $\sigma = 0$; 14 кг/мм²). На этих спектрах видны изменения соотношения интенсивностей, изомерные сдвиги без существенных изменений эффективного магнитного поля при наложении возрастающих нагрузок.

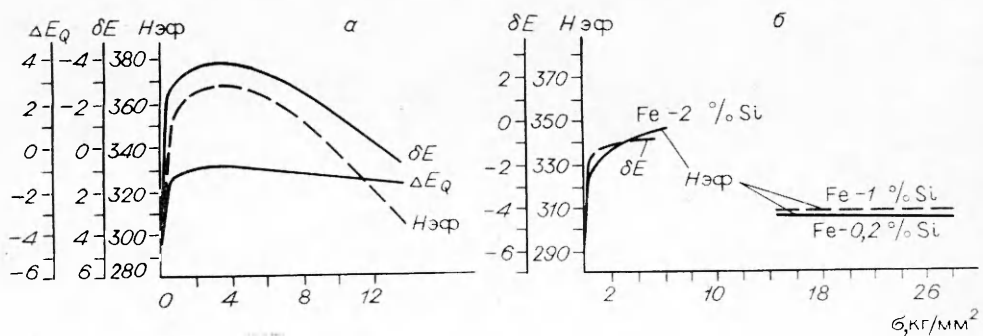
Расчет мессбауэровских спектров проводился по модели, предложенной в [4]. Результаты обработки спектров по этой методике приведены на рис. 2, где ΔE_Q — величина электрического квадрупольного взаимодействия, δE — изомерный сдвиг, $H_{эф}$ — значение эффективного магнитного поля. Параметры ΔE_Q , δE и $H_{эф}$ в зависимости от нагрузки претерпевают аномальные изменения. Из этого можно заключить, что нагружение в упругой и микропластической областях имеют различные



Р и с. 1

чают два последних механизма. Действительно, при деформации сферического распределения $4s$ -электронов происходят поляризация, вызванная эллипсоидальным распределением, а также сильное перекрытие $3d$ - и $4s$ -оболочек, что приводит к гибридным $3d-4s$ -конфигурациям. Тогда эффективное магнитное поле на ядре представляется как сумма вкладов, вызванных деформацией к невозмущенному полю $H_{эф} = H_0 [1 + f(\epsilon)]$ ($f(\epsilon)$ — вклад в эффективное магнитное поле, обусловленный деформацией (см. рис. 2, а)).

Отличительная особенность спектров, снятых в упругой и микропластической зонах деформаций, — аномальное перераспределение интенсивностей крайних линий, отвечающих переходам $\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$ и $\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$. При увеличении нагружения интенсивность линий переходов $\pm 3/2 \rightarrow \pm 1/2$ к $\pm 1/2 \rightarrow \pm 1/2$ заметно меньше соотношения 3 : 2.



Р и с. 2

механизмы, изменяющие параметры γ -резонансных спектров. Известно [5], что магнитные поля обусловлены главным образом фермиевским контактным взаимодействием спина ядра и электронной спиновой поляризацией, которая складывается из: поляризации внутренних s -электронов ионного остова, вызывающей результирующий спин $3d$ -электронов; неспаренных $4s$ -электронов, гибридных с $3d$ -электронами; поляризации $4s$ -электронов результирующим спином $3d$ -электронов.

Таким образом, изменение результирующего спина $3d$ -электронов будет приводить к изменению эффективного магнитного поля, которое происходит из-за деформации поверхности Ферми вследствие приложенных напряжений, искажающих ОЦК-решетку. За увеличение эффективного магнитного поля в этом случае отве-

Причем наибольшее различие интенсивностей I_1 и I_2 (I_5 и I_6) наблюдается в спектрах, снятых в области упругих деформаций.

Перераспределение интенсивностей крайних линий спектра происходит из-за влияния деформации и связанной с ней магнитной текстуры, а также появления квадрупольного расщепления, вызванного образованием больших градиентов электрического поля в кристалле. Первое рассматривалось выше и ответственно за увеличение эффективного магнитного поля. Квадрупольное расщепление при увеличении напряжения выражено наиболее отчетливо (см. рис. 1, а). При деформации решетки возникает градиент поля [6]

$$V_{ij} = (2/3)(F_{11} - F_{12})(1 + \nu)\epsilon_{ij},$$

где F_{ij} — компоненты тензора градиент поля — напряжение; ϵ_{ij} — тензор деформаций; ν — коэффициент Пуассона.

Тогда гамильтониан квадрупольного взаимодействия в деформированной решетке запишется в виде

$$\widehat{\mathcal{H}}_Q = \frac{2eQ [3I_z^2 - I(I+1) + \eta(I_x^2 - I_y^2)]}{12I(2I-1)} [1 + B(F_{11} - F_{12})(1 + \nu)\epsilon_{ij}].$$

Появление положительного изомерного сдвига δE (рис. 2, а) определяется $3d$ -электронами. Гибридизация $3d$ — $4s$ -оболочек увеличивает статистический вес $3d$ -конфигураций, повышая плотность электронов в $3d$ -оболочках.

Действительно, при приложении одноосного напряжения происходит искажение кристаллической решетки, которое вызывает частичное перекрытие внутренних оболочек железа с волновыми функциями лигандов. В этом случае перекрытие из-за искажения обеспечивает доминирующие механизмы объемного и зависящего от напряжений изомерных сдвигов, в целом увеличивая среднюю плотность электронов на $3d$ -оболочках. Это приводит к положительному изомерному сдвигу, наблюдающемуся в эксперименте (см. рис. 2, а).

Дальнейшее увеличение напряжений, начиная с $\sigma_0 = 6$ кг/мм², переводит нас в область микропластических деформаций. Полученные спектры (см. рис. 1, б) показывают сильное уменьшение интенсивностей линий I_3 и I_4 . Согласно [7], уменьшение интенсивностей этих линий свидетельствует о существовании явления опрокидывания спинов. Опрокидывание спинов происходит из-за взаимных смещений атомных плоскостей, что соответствует генерации и движению дислокаций при микропластической деформации.

Таким образом, при мессбауэровском изучении бинарных сплавов Fe—Si, подвергнутых одноосному нагружению, получено следующее.

1. В области упругих деформаций сплавов Fe—Si происходит увеличение эффективного магнитного поля, возникновение градиентов электрического поля, положительного изомерного сдвига, образование магнитной текстуры. Для образца Fe — 3,6 % Si реализован случай, когда угол между $H_{эф}$ и V_{zz} равен 45°.

2. В области микропластичности отмечены явления опрокидывания спинов, значительные градиенты электрического поля и изомерный сдвиг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Касаткин Б. С. Структура и микромеханизм хрупкого разрушения стали.— Киев: Техника, 1964.
2. Григорьев Р. С., Ларионов В. П., Уржумцев Ю. С. Методы повышения работоспособности техники в северном исполнении.— Новосибирск: Наука, 1987.
3. Практика эффекта Мессбауэра. Учеб. пособие/Под ред. Р. Н. Кузьмина.— М.: Изд-во МГУ, 1987.
4. Горьков В. П., Семенов Я. С. Расчет мессбауэровских спектров при комбинированном сверхтонком взаимодействии с учетом внешних механических воздействий // Вычислительные методы в физическом эксперименте.— Якутск: Изд-во ЯНЦ, 1990.

5. Stearns M. B. Internal magnetic fields, isomer shifts and relative abundances of the various Fe site in Fe—Si alloys // Phys. Rev.— 1963.— V. 129, N 3.
6. Белецкий А. Я., Шевалин А. Ф. К расчету градиентов электрических полей на ядрах в упругодеформированных металлах // Физика металлов и металловедение.— 1978.— Т. 45, вып. 3.
7. Белозерский Г. Н., Семенов В. Г. Мессбауэровские исследования спиновой текстуры поверхности аморфных ферромагнетиков // ФТТ.— 1985.— Т. 27, вып. 6.

г. Якутск

Поступила 11/1 1989 г.,
в окончательном варианте — 7/XII 1989 г.

УДК 535.3 : 532.517

В. А. Базанов, Н. А. Рубцов, В. П. Соловьев

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА СВЕТА, РАСSEЯННОГО В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ ОКОЛО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ДИСКА

Экспериментальное исследование спектрального состава лазерного излучения, рассеянного объемом турбулентно движущейся жидкости, широко применяется для изучения пространственных и временных корреляций термодинамических параметров и турбулентных пульсаций скоростей, определяющих течение жидкости. Получаемые при этом результаты дают информацию об амплитуде, характерных частотах и временах жизни этих флуктуаций. Такие эксперименты позволяют получать данные об очень малых масштабах флуктуаций (недоступных для изучения другими методами) турбулентной природы, не внося возмущений в исследуемый поток. По характеру рассеивающих неоднородностей их можно разделить на две группы: 1) рассеяние происходит на искусственно вводимых или естественно существующих в потоке частицах; при этом интенсивность рассеяния на частицах много больше интенсивности света, рассеянного на флуктуациях диэлектрической проницаемости среды; 2) рассеяние в чистой жидкости на турбулентных флуктуациях показателя преломления в самом потоке.

К первой группе относятся хорошо развитые методы лазерно-доплеровской анемометрии, широко применяющиеся в современной экспериментальной гидродинамике [1, 2].

Вторая группа еще не получила развития из-за трудностей обеспечения потока чистой жидкости и малости интенсивности рассеянного излучения на флуктуациях плотности. Однако в развитом турбулентном потоке жидкости может происходить значительное рассеяние света даже в отсутствие взвешенных частиц. Впервые на возможность такого исследования указал Фриш в [3], здесь в приведенной им оценке показано, что отношение интенсивности рассеянного света из-за турбулентности к интенсивности молекулярного рассеяния для достаточно больших чисел Рейнольдса становится больше единицы.

Как замечено в [4, 5], такие эксперименты могли бы оказаться наиболее интересными. Волновое число вектора рассеяния q отвечает характерному размеру неоднородностей $l = 1/q$, вызывающих рассеяние. Угол рассеяния θ связан с волновым числом q соотношением Брэгга $q = (2/\lambda) \sin(\theta/2) = 2k \sin(\theta/2)$ (λ — длина волны падающего излучения). Значит, изменяя угол рассеяния, можно изучать области, соответствующие широкому набору масштабов каскадно распадающихся вихрей, начиная от внешнего масштаба турбулентности L вплоть до наименьшего размера вихрей l_m и интервала диссипации $q > 1/l_m$. Уменьшая угол, будем наблюдать флуктуации большего размера, а увеличивая — меньшего. При этом ширина линии рассеянного света должна дать информацию о времени жизни флуктуаций, вызывающих рассеяние. Таким образом, экспериментально исследуя динамическое рассеяние света в чистой жидкости, получим сведения не только о распределении скоростей в турбулентном потоке, но и о природе затухания турбулентных пульсаций.

1. Спектроскопия оптического гетеродинамирования. Для экспериментального изучения спектрального состава рассеянного излучения можно применить метод спектроскопии оптического гетеродинамирования (смешения), в котором часть нерассеянного лазерного потока используется в качестве опорного пучка для смешения с рассеянным излучением на поверхности фотоприемника. При этом на выходе возникает электрический сигнал, пропорциональный квадрату модуля полного электрического поля, падающего на чувствительную площадку фотоприемника. Вектор напряженности электрического поля излучения запишем в виде $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_S(\mathbf{r}, t)$ ($\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega_0 t)$ — падающее опорное излучение, \mathbf{E}_S — рассеянное излучение). Полагая поля рассеянного и падающего из-