

На фиг. 2 показано влияние изменения конфигурации поверхности эллиптического цилиндра на характеристики рассеяния соответственно жесткого $\tau=0$ (а) и мягкого $\tau=\pi$ (б) цилиндра при $h=\pi$, $\tau_0=0$. На фиг. 2, а приведена также штриховая кривая, характеризующая рассеяние на полосе $\mu_0=0$ (ширина полосы $a=\lambda$) при $\tau=\pi/2$, $\tau_0=0$.

Для сравнения на фиг. 3 приведены характеристики рассеяния на эллиптическом цилиндре $\mu_0=2,65$ и $h=0,44$ при $\tau=0$; π . Приведенные кривые хорошо совпадают с расчетами для кругового цилиндра $kr_0=\pi$ [2].

При расчетах относительная среднеквадратичная ошибка δ_N^2 для случая $\tau=\pi/2$ не превышала 0,04, в остальных случаях $\delta_N^2 \leq 10^{-6}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Карновский, В. Г. Лозовик. Акустическое поле бесконечного цилиндрического излучателя при смешанных граничных условиях на его поверхности. Акуст. ж., 1964, 10, 3, 313.
2. И. Л. Обозненко. Дифракция плоской волны на круговом цилиндре со смешанными граничными условиями. Материалы VI Всес. акуст. конф., М., 1968.
3. Ф. М. Морс, Г. Фешбах. Методы математической физики, 2, М., Изд-во иностр. лит., 1960.

Поступила
4 июня 1972 г.

УДК 534.286

ЗВУКОВОЕ ЭХО В ФЕРРИМАГНЕТИКАХ

Я. Я. Асадуллин

Начиная с середины 60-х годов при исследовании возбуждения, усиления и релаксации спин-волновых, упругих и магнитоупругих колебаний в ферримагнетиках (в первую очередь в железо-иттриевом гранате) стали широко применяться эхо-импульсные методы двух видов. Первый использует явления, родственные спиновому эху Хана [1] и представляющие собой отклик системы на действие двух или более импульсов внешнего источника, возбуждающих в системе локализованные возмущения той или иной природы. Для возникновения эха указанного типа необходимо наличие нелинейности либо во взаимодействии системы с возбуждающими импульсами (в частности, нелинейное взаимодействие со вторым импульсом в двухимпульсном эхе), либо в последующей эволюции системы после прохождения импульсов. Далее, в возникновении эха типа Хана существенны фазовые соотношения между когерентными возбуждениями системы, поэтому время образования сигнала эха должно быть меньше или одного порядка по сравнению со временем необратимой фазовой релаксации T_2 .

Второй метод, используемый при исследовании ферримагнетиков, использует эхо, обусловленное нелокализованными (бегущими) возбуждениями, которые, распространяясь по образцу, отражаются от торцов или от точек поворота внутри образца и детектируются как эхо-сигналы. При этом возможно наблюдение как одноимпульсных, так и многоимпульсных эхо. Можно сказать, что эхо первого вида есть фазовое, а второго вида — амплитудное эхо.

Ниже приведены результаты расчета звукового эха типа Хана, параметрически возбуждаемого в ферримагнетике импульсами переменного магнитного поля в режиме поперечной накачки.

Пусть на образец действует импульс поля с частотой ω и длительностью Δt_1 при мощности ниже порогового уровня как для спин-спиновой, так и для спин-фононной неустойчивостей. При этом происходит линейное возбуждение спиновых колебаний частоты $\omega_k=\omega$, причем тем эффективнее, чем больше неоднородность локального магнитного поля в образце. Через время τ после первого импульса подается второй импульс однородного по образцу переменного поля на частоте $\omega_0=2\omega$ с длительностью Δt_2 . Если частота удовлетворяет условию магнитоакустического резонанса $\omega_0=2\omega_k=2\Omega$ (здесь ω_0 — частота однородной прецессии, Ω — частота упругих колебаний), а мощность второго импульса выше порога магнитоупругой неустойчивости, то переменное поле через однородную прецессию параметрически возбуждает в образце магнитоупругие колебания. Если при этом мощность второго импульса ниже порога спин-спиновой неустойчивости, наблюдается эхо упругих колебаний системы.

Рассмотренная модель звукового эха описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \dot{c}_0 &= -i\omega_0 c_0 - \gamma_0 c_0 - ih_{0,2} \exp(-i2\omega t) - i\Psi_1 c_0 (d+d^*), \\ \dot{c}_k &= -i\omega_k c_k - \gamma_k c_k - ih_{k,1} \exp(-i\omega t) - i\Psi_2 c_0 d^*, \\ \dot{d}^* &= i\Omega d^* - \Gamma d^* + i\Psi_1^* c_0^* c_0 + i\Psi_2 c_0 c_k, \end{aligned} \quad (1)$$

где (c_0, c_0^*) , (c_k, c_k^*) и (d, d^*) — канонически сопряженные переменные, описывающие однородную прецессию, спиновые волны (или магнитостатические колебания) и акустические колебания соответственно. Коэффициенты γ_0 , γ_k и Γ — феноменологические постоянные затухания соответствующих колебаний, Ψ_1 и Ψ_2 определяют первый исчезающий нелинейный член магнитоупругого взаимодействия. Наконец, h_{k1} и h_{02} — параметры, характеризующие взаимодействие переменного поля со спиновыми волнами и однородной прецессией.

В результате решения этих уравнений последовательно для этапов импульсного возбуждения и свободной эволюции в неоднородном локальном поле для переменной звукового поля $d^*(t)$ в момент времени t находим (время отсчитывается от окончания первого импульса)

$$d^*(t) = \frac{1}{2} (ih_{k1} \Delta t_1) \Psi_2^* h_{02} \gamma_0^{-1} (\alpha^2/4 + \beta)^{-1/2} \exp\{(-\alpha/2 + \sqrt{\alpha^2/4 + \beta}) \Delta t_2''\} \times \\ \times \exp\{-\gamma_k \tau - \Gamma(t-\tau) - i\omega_k \tau + i\Omega(t-\tau)\}, \quad (2)$$

$$\alpha = \Gamma + \gamma_k, \quad \beta = \{|\Psi_2| |h_{02}|\}^2 \gamma_0^{-2} - \Gamma \gamma_k. \quad (3)$$

Здесь $\Delta t_2 = \Delta t_2' + \Delta t_2''$, $\Delta t_2'$ — время роста однородной прецессии в линейном режиме, $\Delta t_2''$ — время, в течение которого происходит нелинейное параметрическое возбуждение магнитоупругих колебаний.

Из формулы (2) следует, что амплитуда сигнала эха линейно зависит от величины поля первого импульса и нелинейно — от поля второго импульса. Из формул (2) и (3) получается пороговое значение поля второго импульса для магнитоупругой неустойчивости

$$|h_{02}|^2 \geq \gamma_0^2 \Gamma \gamma_k / |\Psi_2|^2. \quad (4)$$

Из-за наличия неоднородности локального поля в образце собственные частоты колебаний имеют вид

$$\omega_k(r) = \omega_k^0 + \Delta\omega_k(r), \quad \Omega(r) = \Omega_0 + \Delta\Omega(r), \quad (5)$$

где $\omega_k^0 = \Omega_0$ — средняя по образцу частота. Так как источником разброса частот $\Delta\omega_k$ и $\Delta\Omega$ является неоднородность магнитного поля и ω_k и Ω представляют собой частоту фактически связанных магнитоупругих колебаний, практически имеем $\Delta\omega_k = \Delta\Omega$. Тогда из формулы (2) следует, что эхо возникает в момент времени $t = 2\tau$.

При расчетах мы считали, что параметрическое возбуждение магнитоупругих колебаний происходит только во время действия второго импульса. Если однородная прецессия возбуждена вторым импульсом значительно выше порогового уровня, возможно параметрическое возбуждение звука и после прохождения второго импульса. При этом будет наблюдаться усиление сигнала с ростом τ .

ЛИТЕРАТУРА

1. E. L. Hahn, Spin Echoes. Phys. Rev., 1950, 80, 580.

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступила
30 июня 1972 г.

УДК 534.286

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ШЕСТИФТОРИСТОЙ СЕРЫ В ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

Б. А. Белинский, В. Ф. Ноздрев, Т. Нуриддинов

Исследование акустических свойств вещества в критической и закритической области представляет практический и научный интерес. Акустические параметры в критическом и закритическом состояниях вещества в основном исследуются по линии насыщения и изохорам [1-3]. Интересно провести исследование акустических параметров жидкости вблизи критической точки в закритической области по изотермам, изобарам и изохорам.

Для такого исследования нами была собрана импульсная ультразвуковая установка [4], на которой производились измерения скорости распространения и коэффициента поглощения ультразвуковых волн в критической области для шестифтористой серы, критические параметры которой известны с достаточной точностью. Образец для исследования предварительно подвергался химической очистке; чистота образца была не хуже, чем 99,9%.