Доклады Академии наук СССР
1970. Том 190, № 5

УДК 534.222 *ФИЗИКА*

Н. И. ПУШКИНА, член-корреспондент АН СССР Р. В. ХОХЛОВ

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА СПИНОВЫХ ВОЛНАХ

Известно, что в ферромагнетиках существует целый класс нелинейных магнитоакустических взаимодействий, таких как магнитоакустический резонанс ([1]), усиление звуковых волн ([2]) и т. д. Сюда же относится рассмотренный Моргенталером ([3]), Уайтом и Спарксом ([4]) и др. распад пространственно однородной прецессии намагниченности на две акустические волны. Распад однородной прецессии на два фонона возникает за счет членов в энергии ферромагнетика, которые ответственны за явление магнитострикции и так называемый внутренний эффект (intrinsic effect ([5])). Эти же члены в энергии определяют еще один тип нелинейных магнитоупругих взаимодействий — рассеяние звука на спиновых волнах. Данная работа посвящена теоретическому рассмотрению такого рассеяния. Комбинационное рассеяние звука в одноосных ферромагнетиках недавно рассматривалось И. А. Ахиезером и Л. Н. Давыдовым в работах ([6]), в которых выявлен ряд закономерностей такого рассеяния. В этих работах принималось, что рассеяние обусловлено пондеромоторными силами и магнитострикцией. Вместе с тем большую роль в процессе комбинационного рассеяния играет внутренний эффект, причем его вклад во многих случаях больше, чем вклад от магнитострикции. Это связано с тем, что члены в разложении энергии ферромагнетика, ответственные за внутренний эффект, того же порядка малости по деформациям и направляющим косинусам магнитного момента, что и соответствующие магнитострикционные, а константы внутреннего эффекта могут быть величинами того же порядка или больше, чем константы магнитострикции. Например, в иттриевом феррите-гранате (YIG), представляющем большой интерес с точки зрения магнитоупругих взаимодействий, некоторые константы внутреннего эффекта больше чем на порядок превышают по абсолютной величине константы магнитострикции ([7]). В настоящей работе рассмотрение комбинационного рассеяния звука на спиновых волнах проведено с учетом магнитострикционного и внутреннего эффектов.

Рассмотрим практически интересный случай кубического ферромагнетика. Оси координат направим по естественным ребрам кристалла. Для простоты полагаем, что интенсивная звуковая волна, падающая на среду, распространяется вдоль оси y: $\mathbf{u}_0 = u_0 \frac{\mathbf{k}_0}{|\mathbf{k}_0|} \exp i(k_0 y - \omega_0 t)$, а постоянное внутреннее магнитное поле параллельно оси z. Рассеянную на флуктуационных спиновых волнах звуковую волну находим, решая нелинейное звуковое уравнение методом теории возмущений. Нелинейное звуковое уравнение получаем, используя вид внутренней энергии единицы объема кубического ферромагнетика ([7]). Для рассеянной волны $\mathbf{u}$ это уравнение сводится к виду

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \left(\tilde{k} + \frac{\mu}{3}\right) \nabla (\nabla \mathbf{u}) - \mu \Delta \mathbf{u} =$$
$$= u_0 k_0 \exp i(k_0 y - \omega_0 t) \left\{ \mathbf{e}_1 {}^1/_2 A i \frac{\partial \alpha_x(\mathbf{r}, t)}{\partial z} + \right.$$
$$+ \mathbf{e}_2 (2b + {}^1/_2 B) i \frac{\partial \alpha_y(\mathbf{r}, t)}{\partial z} + \mathbf{e}_3 \left[{}^1/_2 A i \frac{\partial \alpha_x(\mathbf{r}, t)}{\partial x} + \right.$$
$$\left. \left. + (b + 2a + {}^1/_2 B) \left(i \frac{\partial \alpha_y(\mathbf{r}, t)}{\partial y} - k_0 \alpha_y(\mathbf{r}, t) \right) \right] \right\} + \text{к. с.} \qquad (1)$$

Здесь $\tilde{k}$, μ — упругие модули; ρ — плотность; a, b и A, B — константы соответственно магнитострикции и внутреннего эффекта (в обозначениях работы ([7]) $A = 2B_{144}$, $B = 2B_{155}$); α_x, α_y — направляющие косинусы магнитного момента; $\mathbf{e}_i$ — орты вдоль осей кристалла.

Уравнение (1) получено в предположении, что частоты и волновые векторы рассматриваемых волн лежат вдали от точки пересечения дисперсионных кривых, что позволяет пренебречь линейной связью между звуковыми и спиновыми волнами.

Решение уравнения (1) в волновой зоне для продольной рассеянной звуковой волны имеет вид:

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \frac{V}{4\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\mathbf{k}\,(\mathbf{k}\cdot\mathbf{f}\,(\mathbf{k}, \omega))}{k^2\,(\tilde{k} + {}^4/_3\mu)}\, e^{-i\omega t} d\omega, \tag{2}$$

где V — рассеивающий объем; $\mathbf{k} = \mathbf{k}(\omega)$ — волновое число рассеянного звука; $\mathbf{f}(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-образ правой части уравнения (1). Решение для поперечной рассеянной волны здесь не приводим.

Из (2), производя усреднение по флуктуациям магнитного момента, получаем следующее выражение для отношения γ мощности звука, рассеянного в телесный угол dO в интервале частот $d\omega$, к интенсивности падающего звука

$$\gamma \sim \frac{V}{(4\pi)^2} \frac{k_0^2}{(\tilde{k} + {}^4/_3\,\mu)^2} \frac{k_z^2}{k^2} [A^2 k_x^2 (\alpha_x^2)_{\mathbf{q},\Omega} + \\ + (2a + 3b + B)^2 k_0^2 \cos^2\theta \cdot (\alpha_y)^2_{\mathbf{q},\Omega}]\, d\omega\, dO; \tag{3}$$

Здесь $(\alpha_i)^2_{\mathbf{q},\Omega}$ — известные корреляторы флуктуаций магнитного момента (вычисленные, например, в ([8])); $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$; $\Omega = \omega - \omega_0$; θ — угол рассеяния (угол между $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{k}$).

Оценим вклад внутреннего эффекта в (3) для YIG. Полагаем в единицах 10^6 эрг/см^3: $a \simeq 3{,}5$; $b \simeq 7$; $A \simeq -10$; $B \simeq -74$ (см. ([7])). Так как константы A, B сравнимы по абсолютной величине или даже на порядок больше констант магнитострикции, то учет внутреннего эффекта, как видно из (3), дает значение величины интенсивности рассеянного звука, существенно отличное от того, которое получилось бы при учете только магнитострикции. Поскольку, таким образом, интенсивность рассеянного звука определяется константами внутреннего эффекта, то экспериментальное исследование комбинационного рассеяния звука в ферромагнетиках может в принципе дать сведения о величине этих констант.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
17 X 1969

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] E. G. Spencer, R. C. LeCraw, Phys. Rev. Lett., 1, 241 (1958); R. L. Comstock, B. A. Auld, J. Appl. Phys., 34, 1461 (1963). [2] H. Matthews, Phys. Rev. Lett., 12, 325 (1964). [3] F. R. Morgenthaler, Proc. IRE, 50, 2139 (1962); F. R. Morgenthaler, J. Appl. Phys., 34, 1287 (1963). [4] R. M. White, M. Sparks, Phys. Rev., 130, 632 (1963). [5] B. A. Auld, R. E. Tokheim, D. K. Winslow, J. Appl. Phys., 34, 2281 (1963). [6] И. А. Ахиезер, Письма ЖЭТФ, 5, 200 (1967); И. А. Ахиезер, Л. Н. Давыдов, ФТТ, 10, 2890 (1968); И. А. Ахиезер, Л. Н. Давыдов, Укр. физ. журн., 14, 1324 и 1335 (1969). [7] D. E. Eastman, Phys. Rev., 148, 530 (1966). [8] И. А. Ахиезер, Ю. Л. Болотин, ЖЭТФ, 52, 787 (1967).