*В. Г. Широносов* Украинский физический журнал, 1980, т.25, №10, стр.1742-1744

УДК 538.3(09)+537.635

*В. Г. Широносов*

# ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ДАВЛЕНИЕ И МОМЕНТ СИЛ

Пондеромоторное воздействие электромагнитного поля до сих пор остается темой острых дискуссий и экспериментальных исследований [1—5]. Дискуссии вызваны отсутствием возможности однозначно определить плотность пондеромоторной силы и тензор энергии-импульса электромагнитного поля в макроскопической электродинамике [2], связанный с ней соотношением

$$f_i = -\frac{\partial T_{ik}^{эм}}{\partial x_k} = -\nabla_k T_{ik}^{эм}. \tag{1}$$

Такая неоднозначность определения связана с трудностью разбиения суммарного тензора энергии-импульса замкнутой системы (вещество и поле) на две части, подчиняющиеся уравнению [1]

$$\nabla_k \left(T_{ik}^{вещ} + T_{ik}^{эм}\right) = 0. \tag{2}$$

Дискуссия возникала и по поводу правильности выражений для $\hat{T}^{эм}$ и соответствующих им пондеромоторных сил в рамках теории Абрагама и Минковского. Эти выражения, как отмечалось в работе [2], связаны только с уравнениями Максвелла и справедливы при любых законах Ома, поляризации и намагничивания. В отсутствие поляризации $\vec{P}$ и намагниченности $\vec{M}$ среды, но при наличии токов и зарядов пондеромоторная сила как в теории Абрагама, так и в теории Минковского дает просто силу Лоренца. В случае же, когда $\vec{P}$ и $\vec{M}$ не равны нулю, выражения для плотности пондеромоторной силы различны и

$$\Delta\vec{f} = \vec{f}_A - \vec{f}_M = -\frac{1}{2}\,\mathrm{rot}\,\vec{N} + \frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{g}_M - \vec{g}_A\right), \tag{3}$$

где $\vec{N} = [\vec{M}\times\vec{H}] + [\vec{P}\times\vec{E}]$ — пондеромоторный момент сил; $\vec{g}_M = [\vec{D}\times\vec{B}]/4\pi c$, $\vec{g}_A = [\vec{E}\times\vec{H}]/4\pi c$ — количества движения электромагнитного поля в рамках теорий Минковского и Абрагама; $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$, $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ — векторы индукции; $\vec{H}$, $\vec{E}$ — напряженности магнитного и электрического полей.

В условиях магнитного резонанса, как будет показано ниже, возникает возможность регистрации $\Delta f$ благодаря прецессии вектора $\vec{M}$ в фазе с переменными составляющими полей $\vec{H}$ и $\vec{E}$.

Рассмотрим изотропный однодоменный образец феррита в виде сферы. Поместим его в слабо неоднородное внешнее магнитное поле $\vec{H}_2(\vec{r}) = (H_1\cos\omega t + H_{0x}, H_1\sin\omega t + H_{0y}, H_{0z})$; $H_{0z} \gg H_{0x,0y} \approx 0$, $\partial H_{0z,1}/\partial x_i \gg 2\Delta H/d$, где $2\Delta H$ — ширина линии магнитного резонанса, $d$ — диаметр образца. Поле внутри образца в приближении магнитостатики и без учета обменного нелинейного взаимодействия определяется выражением $H = H_2 - 4\pi M/3$ [6].

Для простоты будем считать $\vec{P} = \vec{0}$, тогда

$$\Delta\vec{f} = -\frac{1}{2}\,\mathrm{rot}\,[\vec{M}\times\vec{H}] + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\,[\vec{E}\times\vec{M}]. \tag{4}$$

Поместим образец в пучность магнитного поля резонатора ($E=0$). Учитывая решение уравнения Блоха для намагниченности [7]

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}] - \omega_r (\vec{M} - \vec{M}_0), \tag{5}$$

можно получить

$$\langle \vec{N} \rangle |_{t=2\pi/\omega} = \frac{1}{\gamma} \langle \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \rangle - \frac{\omega_r}{\gamma} \langle \vec{M} - \vec{M}_0 \rangle, \tag{6}$$

$$\langle \vec{N} \rangle = -\frac{\omega_r}{\gamma} (M_z - M_0) \vec{i}_z = \frac{\gamma^2 H_1^2 \vec{i}_z}{\omega_r^2 + \gamma^2 H_1^2 + (\omega - \gamma H_{0z})^2} \left( \frac{M_0 \omega_r}{\gamma} \right), \tag{7}$$

где $\gamma$ — гиромагнитное отношение, $M_0$ — статическая равновесная намагниченность, $\omega_r/\gamma = \Delta H$. Соответственно для плотности пондеромоторной силы (3), (4) с учетом зависимости $\vec{M}\{\vec{H}(\vec{r})\}$ запишем

$$\langle \Delta \vec{f} \rangle = -\frac{1}{2} \operatorname{rot} \langle \vec{N} \rangle = \frac{1}{2} [\operatorname{grad} (M_z \Delta H) \times \vec{i}_z]. \tag{8}$$

В результате оценки максимального значения резонансного пондеромоторного момента сил и пондеромоторной силы в рамках данной модели получаем

$$\langle N \rangle_{\max} \approx M_0 \Delta H, \ \langle \Delta f \rangle_{\max} \approx M_0 \nabla_i H_{0z,1}. \tag{9}$$

Для железоиттриевого граната $\left( M_0 = 10^2 \text{Гс}, \Delta H = 1 \text{Э}, \frac{\partial H_{0z,1}}{\partial x_i} = 0{,}2, \frac{\Delta H}{\Delta d} = 2 \text{Э/см} \right)$ $\langle N \rangle_{\max} \approx 10^2$ (дин·см)/см$^3$, $\langle \Delta f \rangle_{\max} \approx 10^2$ дин/см$^3$.

Таким образом, разница между пондеромоторными силами в рамках теорий Абрагама и Минковского не малая, как считалось раньше [1, 2], и может быть обнаружена в условиях магнитного резонанса.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность В. Г. Барьяхтару за полезное замечание и интерес к работе.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Павлов В. И.* К дискуссиям по проблеме пондеромоторных сил.— УФН, 1978, **124**, вып. 2, с. 345—349.
2. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. М.: Наука, 1973. Т. 1. 536 с.
3. *Казанцев А. П.* Резонансное световое давление.— УФН, 1978, 124, вып. 1, с. 113—145.
4. *Филатов А. И., Широносов В. Г.* О необходимости учета магниторезонансных сил при экспериментальном изучении нелинейного ферромагнитного резонанса в незакрепленных образцах.— Изв. вузов. Физика, 1977, № 1, с. 138—139.
5. *Широносов В. Г.* О новых компонентах силы, действующей на ферромагнетик при резонансе.— В кн.: Тез. докл. Всесоюз. конф. по физике магнитных явлений, Харьков, 26—29 сент. 1979. Харьков, 1979, с. 259.
6. *Гуревич А. Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
7. *Голенищев-Кутузов В. А., Самарцев В. В., Соловаров Н. К., Хабибулин Б. М.* Магнитная квантовая акустика. М.: Наука, 1977. 200 с.

Ижевский мединститут

Поступило в редакцию
24.X 1979 г.