01; 05; 06; 09 *Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989*

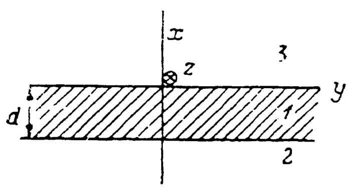
О РАВЕНСТВЕ СКОРОСТИ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ И ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Г. А. Вугальтер

В последнее время интенсивно исследуется распространение пучков магнитостатических волн (МСВ) в ферритовых пленках [1-4]. Особый интерес представляют пучки МСВ в касательно намагниченных пленках, поскольку в этом случае фазовая $\mathbf{v}_\text{ф}$ и групповая $\mathbf{v}_\text{г}$ скорости МСВ, вообще говоря, не параллельны, причем угол между $\mathbf{v}_\text{ф}$ и $\mathbf{v}_\text{г}$ сильно зависит от направления внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ и частоты волны, что можно использовать при создании устройств обработки сигналов. В одних работах [3, 5] для определения направления распространения пучка с узким угловым спектром вычисляется $\mathbf{v}_\text{г}=\partial\omega/\partial\mathbf{k}$ (ω, $\mathbf{k}\equiv(0, k_y, k_z)$ — циклическая частота и двумерный волновой вектор МСВ; система координат показана на рисунке). В других [1, 2] для этой цели находится скорость переноса энергии волны $\mathbf{v}_\text{э}=\mathbf{\Pi} W^{-1}$, где

$$\mathbf{\Pi}=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\mathbf{S}_\parallel(x)\,dx,\quad W=\int\limits_{-\infty}^{+\infty}w(x)\,dx. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{S}_\parallel$ — проекция на плоскость yz среднего за период вектора Пойнтинга волны $\mathbf{S}=(8\pi)^{-1}c\,\mathrm{Re}\,[\mathbf{E}\times\mathbf{H}^*]$; $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$ — зависящие от x комплексные амплитуды магнитного $\mathscr{H}$ и электрического полей МСВ, определяемые соотношением типа $\mathscr{H}(\mathbf{r},\ t)=\mathrm{Re}\,(\mathbf{H}(x)\exp(i\mathbf{kr}-i\omega t))$;



Ферритовая пленка (*1*) на немагнитной подложке (*2*), граничащая с вакуумом (*3*).

$$w=\frac{1}{16\pi}\left\{\mathbf{H}^*\frac{\partial(\omega\hat{\mu})}{\partial\omega}\mathbf{H}+\mathbf{E}^*\frac{\partial(\omega\hat{\varepsilon})}{\partial\omega}\mathbf{E}\right\} \tag{2}$$

— средняя за период плотность энергии волны [6]; $\hat{\mu}(\omega)$, $\hat{\varepsilon}(\omega)$ — тензоры магнитной и диэлектрической проницаемостей феррита (вне феррита в области $x>0$ в формуле (2) следует положить $\hat{\mu}=\hat{\varepsilon}=1$, а в области $x<-d$ $\hat{\mu}=1$, $\hat{\varepsilon}=\hat{\varepsilon}_\text{п}$, где $\hat{\varepsilon}_\text{п}$ — тензор диэлектрической проницаемости подложки). Выражения для $\mathbf{v}_\text{г}$, $\mathbf{v}_\text{э}$ громоздки, и нигде эти величины не сопоставлены. Между тем известно [7], что для плоских волн в безграничной анизотропной среде в отсутствие поглощения групповая скорость равна скорости переноса энергии.[1] Цель настоящей работы — доказать это утверждение для безобменных МСВ при произвольном направлении поля $\mathbf{H}_0$.

Заметим, что электрическая энергия МСВ мала по сравнению с магнитной, однако мы этой малостью не воспользуемся. Будем исходить из уравнений Максвелла для комплексных амплитуд полей в феррите

$$[\mathbf{k}\times\mathbf{E}]_x\mathbf{x}_0+\left(k_zE_x+i\,\frac{\partial E_z}{\partial x}\right)\mathbf{y}_0-\left(k_yE_x+i\,\frac{\partial E_y}{\partial x}\right)\mathbf{z}_0=\frac{\omega}{c}\,\hat{\mu}\mathbf{H},$$

$$[\mathbf{k}\times\mathbf{H}]_x\mathbf{x}_0+\left(k_zH_x+i\,\frac{\partial H_z}{\partial x}\right)\mathbf{y}_0-\left(k_yH_x+i\,\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)\mathbf{z}_0=-\frac{\omega}{c}\,\hat{\varepsilon}\mathbf{E}, \tag{3}$$

где $\mathbf{x}_0$, $\mathbf{y}_0$, $\mathbf{z}_0$ — единичные орты осей x, y, z (вне феррита в (3) следует соответствующим образом заменить тензоры $\hat{\mu}$, $\hat{\varepsilon}$). Пусть при изменении двумерного волнового вектора МСВ на бесконечно малую величину $\delta\mathbf{k}$ амплитуды магнитного и электрического полей изменяются на $\delta\mathbf{H}(x)$, $\delta\mathbf{E}(x)$, а частота — на $\delta\omega$. Очевидно, $\delta\omega=(\mathbf{v}_\text{г}\delta\mathbf{k})$. Согласно (3),

$$([\delta\mathbf{k}\times\mathbf{E}]_x+[\mathbf{k}\times\delta\mathbf{E}]_x)\,\mathbf{x}_0+\left(E_x\delta k_z+k_z\delta E_x+i\,\frac{\partial\delta E_z}{\partial x}\right)\mathbf{y}_0-\left(E_x\delta k_y+k_y\delta E_x+i\,\frac{\partial\delta E_y}{\partial x}\right)\mathbf{z}_0=$$
$$=\frac{\omega}{c}\,\hat{\mu}\delta\mathbf{H}+\frac{\delta\omega}{c}\,\frac{\partial(\omega\hat{\mu})}{\partial\omega}\,\mathbf{H}, \tag{4}$$

---

[1] Понятие скорости переноса энергии в цилиндрических волноводах при учете диссипации введено в [8].

$$([\delta\mathbf{k}\times\mathbf{H}]_x+[\mathbf{k}\times\delta\mathbf{H}]_x)\,\mathbf{x}_0+\left(H_x\delta k_z+k_z\delta H_x+i\,\frac{\partial\delta H_z}{\partial x}\right)\mathbf{y}_0-$$
$$-\left(H_x\delta k_y+k_y\delta H_x+i\,\frac{\partial\delta H_y}{\partial x}\right)\mathbf{z}_0=-\frac{\omega}{c}\,\hat{\varepsilon}\delta\mathbf{E}-\frac{\delta\omega}{c}\,\frac{\partial(\omega\hat{\varepsilon})}{\partial\omega}\,\mathbf{E}. \qquad (5)$$

Умножим скалярно уравнение (4) на $\mathbf{H}^*$ и (5) на $\mathbf{E}^*$ и вычтем второе из первого. При группировке слагаемых учтем уравнения, комплексно сопряженные с (3). В результате получим

$$\frac{16\pi}{c}\,\delta\mathbf{k}\,(\mathbf{S}_{\parallel}-\mathbf{v}_{\text{г}}w)+i\,\frac{\partial}{\partial x}\,(H_y^*\delta E_z-H_z^*\delta E_y+E_z^*\delta H_y-E_y^*\delta H_z)=\frac{\omega}{c}\,(\mathbf{H}^*\hat{\mu}\delta\mathbf{H}-$$
$$-\delta\mathbf{H}\hat{\mu}^*\mathbf{H}^*+\mathbf{E}^*\hat{\varepsilon}\delta\mathbf{E}-\delta\mathbf{E}\hat{\varepsilon}^*\mathbf{E}^*). \qquad (6)$$

В отсутствие поглощение в феррите тензоры $\hat{\mu}$, $\hat{\varepsilon}$ эрмитовы, поэтому правая часть (6) обращается в нуль. Разумеется, это утверждение справедливо и вне феррита. Проинтегрируем (6) по x от $-\infty$ до $+\infty$. Поскольку под знак $\partial/\partial x$ входят лишь касательные к границам феррита компоненты векторов $\mathbf{H}$, $\mathbf{E}$, $\delta\mathbf{H}$, $\delta\mathbf{E}$, непрерывные на границах диэлектриков, то интеграл от второго слагаемого в левой части (6) равен нулю. Таким образом,

$$\delta\mathbf{k}\,(\Pi-\mathbf{v}_{\text{г}}W)=0. \qquad (7)$$

В силу произвольности $\delta\mathbf{k}$ отсюда следует, что $\mathbf{v}_{\text{г}}=\mathbf{v}_{\text{э}}$.

Приведенное доказательство по существу не изменится, если в системе не один, а несколько ферритовых слоев, разделенных немагнитными диэлектриками, а также если параллельно поверхности ферритовой пленки расположен идеальный металлический экран (или два экрана), так как на идеальном металле $E_{y,z}\equiv\delta E_{y,z}\equiv 0$.

Список литературы

[1] *Вашковский А. В., Гречушкин К. В., Стальмахов А. В.* // РЭ. 1985. Т. 30. №. 12. С. 2422—2428.
[2] *Гречушкин К. В., Стальмахов А. В., Тюлюкин В. А.* // РЭ. 1986. Т. 31. № 8. С. 1487—1494.
[3] *Фетисов Ю. К., Преображенский В. Л.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 564—566.
[4] *Лукомский В. П., Седлецкий Ю. В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. №. 5. С. 654—664.
[5] *Pizzarello F. A., Collins J. H., Coerver L. E.* // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 3. P. 1016—1017.
[6] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
[7] *Агранович В. М., Гинзбург В. Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. 432 с.
[8] *Зильберглейт А. С., Копилевич Ю. И.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 2. С. 241—251. Там же. Вып. 3. С. 449—460.

Поступило в Редакцию
18 апреля 1988 г.

---

01 *Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989*

УВЛЕЧЕНИЕ ДИССИПАТИВНЫХ СТРУКТУР АВТОВОЛНАМИ В АКТИВНОЙ СРЕДЕ С ДИФФУЗИЕЙ

Ю. И. Балкарей, М. Г. Евтихов, М. И. Елинсон

1. В работе [1] нами начато исследование процессов взаимодействия сильно нелинейных устойчивых возбуждений — автоволн и контрастных диссипативных структур (КДС) в модельной двухслойной среде из осцилляторов Ван дер Поля, связанных диффузией. Активные среды с диффузией широко изучаются в разных областях науки (см., например, последний обзор по этой тематике [2]). Однако до сих пор речь шла о средах, в которых реализуются либо автоволны, либо диссипативные структуры. Предложенная в [1] двухслойная система — это объект, в котором оба типа нелинейных возбуждений могут сосуществовать и взаимодействовать, что приводит к новым явлениям в физике активных сред. Двухслойная среда инте-