

Электромагнитно-акустические эффекты в конденсированных средах и физические методы их использования

Ю.И. Сазонов

Московский государственный университет приборостроения и информатики Россия, 107846, Москва, Стромынка, 20 E-mail: yusazonov@mail.ru

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований электромагнитно-акустических (ЭМА) эффектов в конденсированных средах. Установлено, что пондеромоторные силы, возникающие при взаимодействии поля с ферромагнитным веществом, при некоторых значениях электропроводности и магнитной проницаемости уменьшаются до нуля. Приведены основные результаты исследований ЭМА – эффектов в ограниченных средах, что привело к появлению нового класса электроакустических преобразователей – эмиконов и ряда новых физических методов технической диагностики. Обсуждены физические параметры эмиконов. Рассмотрены области практического использования ЭМА – эффектов и показана на конкретных примерах перспективность применения эмиконов.

The presented results theoretical and experimental studies electromagnetic-acoustic (EMA) effect in condensed ambience. It Is Installed that ponderomotive of power, appearing at interaction of the field with ferromagnetic material, under some importances of conduction and magnetic permeability decrease before zero. Regularities fundamental relationship wave acoustic resistance are Shown with electronic conductivity metal and alloy. They Are Brought main results of the studies EMA - an effect in limited ambience. This has brought about appearance of the new class electro-acoustic converters - an emikons and row of the new physical methods of the technical diagnostics

Понятие волновых электромагнитно-акустических явлений (ВЭМАЯ) в электропроводящих средах впервые сформулировано в 1967 г. [1]. С тех пор ВЭМАЯ и их практическое применение стали предметом изучения многих исследователей (редкий случай быстрого отклика) в различных отечественных и зарубежных научных центрах: Москвы (Ю.М. Шкарлет, Ю.И. Сазонов, Н.Н. Локшина, В.И. Стефаров, С.Н. Шубаев, В.Ф. Змитрук, И.Н. Ермолов, Ю.П. Гайдуков, А.Н. Васильев, М.В. Королёв, и др.), Ленинграда (А.К. Гурвич, А.В. Харитонов, И.В. Ильин, Ю.П. Болдырев и др.), Свердловска (В.Г. Кулеев, Н.Н. Шакшин, Е.В. Кузнецов, В.В. Нестеренко, В.Е. Щербинин и др.), Ижевска (Г.А. Буденков, В.А. Комаров, Н.А. Глухов, Р.С. Ильясов и др.), Казани (В.А. Голенищев-Кутузов, М.А. Богоносцев), Томска (В.К. Жуков, В.П. Ольшанский, Н.В. Суркова и др.), Челябинска (С.Н. Бедов, С.Ю. Гуревич, А.Ф. Маскаев, Ю.В. Петров и др.), Днепропетровска (А.В. Малинка, А.И. Бутенко, Ю.Н. Русскевич, А.В. Мозговой, В.Е. Михайленко, З.Д. Чёрный, Г.И. Шалынина, В.А. Юпенков и др.), Кишинёва (Б.А. Буденков, П.Ф. Шаповалов, В.М. Бобренко, В.Т. Бобров, С.В. Веремеенко, М.А. Кеслер, Ж.Г. Никифоренко, В.Г. Зйчина, С.А. Филимонов и др.), Риги (А.З. Микельсон и др.), R.E. Beissner, J.W. Boyes, E. Burstein, J.J. Quinn, D.E. Chimenti, J. De Klerk, V.W. Maxfield, E.R. Dobbs, C.M. Fortunko, R.V. Thompson, H.M. Frost, H.L. Grubin, J. Herbertz, R.G. Pohlman, K. Kawashina, W. Mohr, T.J. Moran, H. Shimizu, T.L. Szabo, H. Talaat, C.V. Vasile, T. Tsai, S.D. Wu, W.D. Wallace, K.R. Whittington, D.M. Wilson и др.

Со времён Эрстеда и Ампера не иссякает интерес к пондеромоторным эффектам электромагнитных взаимодействий различного типа, представляющих собой довольно распространённые явления, с которыми приходится встречаться как в научных исследованиях, так и в практических приложениях. Особенно это касается

электромагнитно – акустических (ЭМА) явлений в электропроводящих и ферромагнитных жидкостях и твёрдых телах (неферромагнитные и ферромагнитные материалы и сплавы, волноводы, электромагнитные экраны, сверхпроводники, жидкие расплавы, жидкие металлы и сплавы, электролиты, морская вода, плазма и т.п.). Исследование ЭМА эффектов различного вида является одной из наиболее важных и в то же время трудных проблем радиофизики, физической и прикладной акустики, физики твёрдого тела, физики магнитных явлений, теплофизики и молекулярной физики. Проблема ЭМА эффектов является нетипичной задачей электродинамики взаимодействующих тел и полей различного типа и структуры.

Исследование ВЭМАЯ даёт возможность лучше понять физические процессы генерации, распространения и приёма звуковых и ультразвуковых волн электромагнитными методами, что важно для построения общей теории ВЭМАЯ и создания различного рода устройств и преобразователей. Любой ЭМА эффект связан с весьма тонким балансом большого комплекса различных макро- и микроскопических механизмов. Исследования ВЭМАЯ может дать новую информацию о свойствах и структуре вещества, а так же создать на новых принципах ЭМА преобразователи – эмиконны и различные кибернетические системы интроскопии.

Многие важные задачи приходится решать, когда эмикон находится в материальной (контролируемой) среде (гидроакустика и т.п.) или вблизи её граничной поверхности для исследования материалов. Задачи связаны с тремя основными схемами размещения эмиконнов. К первой – относят приёмные и генерирующие эмиконны, расположенные вблизи бесконечной, в общем случае, слоистой среды; ко второй – эмиконны в материальной среде; к третьей – эмиконны над ограниченными средами. Три схемы размещения эмиконнов позволяют сформулировать семь групп задач, охватывающих теоретически все важные случаи практики. Ко всем этим группам возможен общий электродинамический подход, однако, существенные различия между ними сохраняются.

Таким образом, общая задача состоит в определении полного электромагнитного поля во всех точках, распределения плотности вихревых токов, нахождения пондеромоторного взаимодействия первичного и наведённого полей, поля деформаций, порождающего акустическое поле с учётом произвольных неоднородностей среды. Пространственно – временное распределение первичного поля можно считать заданным, поскольку известны свойства возбуждающего источника (эмикона), однако оно может быть совершенно произвольным. Это может быть, например, гармоническое поле или последовательность импульсов. В каждом конкретном случае задача состоит в нахождении решений уравнений Максвелла, удовлетворяющих соответствующим граничным и начальным условиям, и решении задачи об акустических колебаниях в материальной среде под действием пондеромоторной силы, произвольно изменяющейся со временем и приложенной в некоторой области границы при любых начальных и граничных условиях.

Общее выражение для мгновенного механического напряжения σ_m , действующего на поверхность слоистой среды с произвольными физическими свойствами [2],

$$\sigma_m = -\alpha \left[(U_0 I_0 \tau) / (\pi R_3^2 \sqrt{R_2 R_3}) \right] \Phi \exp \left\{ -\alpha h / \sqrt{R_2 R_3} \right\} (1 + \cos 2\omega t), \quad (1)$$

где R_3 – радиус контура максимальной плотности вихревых токов, связанный с радиусом R_2 катушки эмикона и расстоянием h между эмиконном и поверхностью среды соотношением $R_3 = R_2 + h\sqrt{2}/2$;

U_0, I_0 – напряжение на эмиконе и ток через него;

τ – длительность импульса;

α - численный коэффициент, зависящий от геометрии катушки эмикона и её расположения над средой и имеющий значения от 1 до 5;

$\kappa^2 = \omega\sigma\mu_0\mu$ - коэффициент вихревых токов;

$\sigma, \mu_0\mu$ - электропроводимость и магнитная проницаемость среды соответственно;

λ - параметр интегрального преобразования.

Для произвольного полупространства фундаментальная функция

$$\Phi = - \frac{\kappa^4 - \lambda^4(\mu^4 - 1) + \lambda^3\mu(\mu^2 - 1)\sqrt{2}\sqrt{\lambda^4 + \kappa^4 + \lambda^2} - \lambda\mu\kappa^2\sqrt{2}\sqrt{\lambda^4 + \kappa^4 - \lambda^2}}{\lambda^4(\mu^2 - 1)^2 + \kappa^4}. \quad (2)$$

Смотря по тому, каковы значения σ и μ , наблюдаются следующие интересные случаи. Если $\mu = 1$ и $\sigma \rightarrow 0$, то $\lim\Phi = 0$, и, следовательно, звуковые колебания в среде не возникают. Если же электропроводимость бесконечно велика, т.е. $\sigma \rightarrow \infty$, то при $\mu = 1$ $\lim\Phi = 1$ и в среде возникают звуковые колебания. В этом случае при $h = 0$ радиус R_3 контура максимальной плотности вихревых токов совпадает с радиусом R_2 катушки эмикона и амплитуда акустического давления на поверхность среды становится максимальной. При $\mu \rightarrow \infty$ и $\sigma = 0$ $\lim\Phi = -1$, т.е. в этом случае в материалах, не обладающих магнитострикцией, создаётся притяжение, подобно электромагниту, а в материалах, обладающих магнитострикцией, возникают звуковые колебания.

Анализ (1) показывает, что пондеромоторные силы, возникающие при взаимодействии вихревых токов с первичным полем, и магнитные пондеромоторные силы, возникающие при взаимодействии поля с ферромагнитным веществом, направлены встречно и при некоторых значениях σ и μ уравниваются. Изменением геометрии эмикона и частоты электромагнитного поля можно смещать нулевую точку пондеромоторного взаимодействия. При взаимодействии неферромагнитной проводящей среды с электромагнитным полем наблюдаются осцилляции амплитуды механического напряжения в зависимости от электропроводности среды (рис.1).

В работах [3, 4] проанализированы ВЭМАЯ в ограниченных ферромагнитных средах. Электромагнитное поле в воздухе над ферромагнитным цилиндром радиуса r_0 , помещённым в поляризирующее поле H_0 , направленное вдоль оси цилиндра, в котором распространяется продольная волна с частотой $\omega = \kappa c_0$,

$$\vec{e}^B = \vec{e}_{эм} + \vec{e}_M + \vec{e}_{мс} \quad (3)$$

содержит три вклада: токовый (обусловленный индукционным механизмом – член с \vec{B}_0)

$$\vec{e}_{эм} = i\omega B_0 u_r(r_0) [1 - 2(\xi_0 r_0)^{-1} J_1(\xi_0 r_0) / (J_0(\xi_0 r_0))], \quad (4)$$

магнитный (обусловленный колебаниями намагниченной поверхности – член с \vec{M}_0)

$$\vec{e}_M = -i\omega \mu_0 M_0 u_r(r_0) \quad (5)$$

и магнитострикционный (обусловленный магнитоупругим взаимодействием – члены с элементами тензора магнитострикционных постоянных a_{ijk})

$$\vec{e}_{мс} = -2i\omega a_{zz} u_r(r_0) (\xi_0 r_0)^{-1} [(1 - \nu)/(2\nu)] J_1(\xi_0 r_0) / J_0(\xi_0 r_0), \quad (6)$$

где $J_0(\xi_0 r_0)$, $J_1(\xi_0 r_0)$ – функции Бесселя;

$$\xi^2 = (\kappa_0^2 - \mu_{||} \mu_{\perp}^{-1} \kappa^2);$$

$\kappa_0^2 = i\omega\sigma\mu_0 \mu_{||}$ - квадрат волнового вектора, определяющего глубину скин-слоя $\delta_2 = 2/|\kappa_0|$;

$u_r(r_o)$ – составляющая вектора смещения \vec{u} в продольной волне (ось цилиндра совмещена с осью z);

ν – коэффициент Пуассона.

Для образцов, у которых $r_o = 10^{-3}$ м и $c_o = 5 \cdot 10^3$ м/с, $\kappa r_o = \omega r_o / c_o \ll 1$ выполняется до $\omega = 10^6$ Гц. Вещественной частью $(\xi_o r_o)^2$ можно пренебрегать до частот $\omega = 10^9 \div 10^8$ Гц при σ и μ_{\perp} типичных для электропроводящих ферромагнетиков (рис.2).

Анализ закономерностей ВЭМАЯ в ферромагнитной пластине, описываемых соотношением

$$\dot{\varepsilon} = G i B_o^2 F(\gamma) \Phi(\kappa, d, \Gamma) \exp(-i\varphi), \quad (7)$$

где
$$G = \left(\frac{2,6 w^2}{\rho c_t} \right) \exp(-3h/R), \quad (8)$$

$$F(\gamma) = \gamma^2 / (3\mu + \gamma \sqrt{i})^2; \quad \gamma = 2R \sqrt{\omega \sigma \mu_o \mu}; \quad (9)$$

$$\Phi(\kappa, d, \Gamma) = \left[\frac{\kappa^2}{\kappa^2 + \Gamma^2} \cdot \frac{ch 2d\Gamma + \cos 2\kappa d}{ch 2d\Gamma - \cos 2\kappa d} \right]^{1/2}; \quad (10)$$

$$\varphi = \arctg \left\{ \left[\frac{\kappa}{\Gamma} \cdot \frac{ch 2d\Gamma - e^{-2d\Gamma}}{\sin 2\kappa d} \right] \left[\frac{\kappa}{\Gamma} - \frac{ch 2d\Gamma - e^{-2d\Gamma}}{\sin 2\kappa d} \right]^{-1} \right\}, \quad (11)$$

где w, R – число витков и средний радиус (генерирующей и приёмной) катушки эмикона;

$\omega/c_t = \kappa$ – модуль волнового вектора сдвиговой волны;

Γ – коэффициент затухания звука;

h – расстояние между рабочей плоскостью эмикона и поверхностью пластины, показывает, что в случае идеальной пластины (затухание отсутствует), когда на её толщине d укладывается целое число полуволен (условие $\kappa d = \pi n$), то в ферромагнитной пластине возникает акустический резонанс и величина эдс становится бесконечной.

Однако если учесть затухание Γ ультразвуковой волны, то резонансный максимум (7) станет конечным (рис.3). Резонансные кривые построены для алюминиевой пластины толщиной $d = 0,02$ м, в которой в области изменений модуля волнового вектора в пределах $1560 \leq k \leq 1580$ наблюдается акустический резонанс на частоте $f_{рез} = 7,8n \cdot 10^4$ Гц ($n = 1, 2, 3, \dots$) при $n = 10$ и скорости $c_t = 3,08n \cdot 10^3$ м/с. При резонансе $k = 1571$ рад/м амплитуда $\phi(k, d, \Gamma)$ максимальна для всех кривых. Условием резонанса является $\kappa d = 10\pi$, т. е. при укладывании целого числа полуволен на толщине d .

Благодаря гигантскому числу носителей заряда, а не их подвижности, металлы составляют особую группу среди других электрических проводников. Напомним порядки величин, характерные в среднем для конденсированных сред. Межатомные расстояния в твердых телах порядка трех ангстрем; скорости звука – около 3×10^3 м/с; поскольку в атомном масштабе это соответствует длинноволновым колебаниям даже при ультразвуковых частотах, видим, что $\sqrt{\beta/M} \approx 3 \times 10^{12}$ с⁻¹. Здесь β – упругая постоянная, а M – атомная масса.

Не вдаваясь в детальное обсуждение экспериментальной техники и каких либо тонкостей и деталей фундаментальных проблем физики электронной проводимости в твердых телах, описываемых кинетическим уравнением и ограниченных

релаксационными процессами, приведем электромагнитно-акустическое число Сазонова

$$1/\rho_i v_s = 4 e^2 2^{1/3} n_a^{2/3} M \theta_D / \pi^3 \hbar^2 T, \quad (12)$$

где ρ_i – сопротивление идеально чистого металла (полное сопротивление является суммой идеального и примесного сопротивлений);

e – заряд электрона;

$2\pi\hbar$ – постоянная Планка;

n_a – число электронов проводимости на атом;

T – абсолютная температура;

v_s – скорость звука;

θ_D – температура Дебая.

На рис.4. показана зависимость акустического сопротивления от электронной проводимости металлов.

Особый научный и практический интерес представляют сверхпроводящие эмиконы [5], поскольку сверхпроводимость является электронным процессом, обеспечивающим сильное взаимодействие между электронами и кристаллической решеткой. В этой связи главной характеристикой сверхпроводящих эмиконов является отношение глубины проникновения δ поля в сверхпроводник к поверхностному импедансу $Z_s(\omega)$ сверхпроводника

$$\delta/Z_s(\omega) = i[F(\omega)]^{1/3} / \omega \mu_0 \operatorname{Re}[F(\omega)]^{1/3}, \quad (13)$$

где $Z_s(\omega)$ – поверхностный импеданс сверхпроводника, Ом;

δ – глубина проникновения поля в сверхпроводник, м;

$F(\omega)$ – комплексная функция [6,7], зависящая от соотношения между величинами $\omega \hbar$,

$k_B T$ и Δ – полуширины энергетической щели, Дж.

Общая картина процесса взаимодействия первичного электромагнитного поля со вторичным и преобразование энергии электромагнитного поля в энергию акустического поля на основании экспериментальных данных складывается следующим образом. При размещении источника электромагнитного поля, например эмикона, у поверхности произвольной электропроводящей среды, в ней при наличии такого поля каждый электрон испытывает действие силы и все электроны, находящиеся внутри сферы Ферми, получают ускорение в направлении, противоположном направлению электрического поля E в электропроводящей среде. Направленное движение валентных электронов приводит к переносу заряда в твёрдом теле - к электрическому вихревому току. (Вихревые токи, наводимые в электропроводящей среде электромагнитным полем эмикона, отражают энергию обратно в эмикон). Распределение носителей заряда, согласно классическому представлению, подчиняется экспоненциальному закону от максимального поверхностного значения до минимального внутри электропроводящей среды, при этом с резкой частотной зависимостью.

Электроны, движущиеся у поверхности электропроводящей среды и вносящие свой вклад в электрический вихревой ток, подвержены действию (силы Лоренца) магнитного поля эмикона, стремящегося отжать электроны от поверхности. Следовательно, для электронов легче изменить своё движение, если они находятся вблизи поверхности среды, по сравнению с электронами, находящимися глубже. Поскольку носители всегда выбирают оптимальную траекторию (соответствующую условию минимальной энергии), то носители, образующие вихревой ток, под

действием сил Лоренца перемещаются в глубь среды от поверхности, создавая зону у поверхности среды без носителей заряда.

Обращаясь к экспериментальным исследованиям, обнаруживаем, что весь сгусток электронов содержится на глубине от 68 мкм до 140 мкм, образуя активную зону протяженностью около 70 мкм, при этом максимальное значение соответствует 84 мкм от поверхности электропроводящей среды.

Используя результаты, полученные в [8, 9], можно утверждать, что в наших руках появился ключ к определению экспериментальным путём времени релаксации электронов или дебаевской температуры θ_D .

Подтверждением наших выводов являются так же экспериментальные результаты, полученные Н. Busch, К. Mittelstrass и В.К. Аркадьевым [10]. За счет сжатия собственным магнитным полем (пинч - эффект) сгусток электронов от поверхности электропроводящего цилиндра удаляется на глубину ~ 35 мкм.

В докладе рассмотрены основные характеристики эмикионов и их расчет, принцип выбора оптимальной геометрии магнитной системы и произведена оценка эффективности преобразования. Предложены два варианта адаптивных электромагнитно-акустических систем технической диагностики [12], основанных на перераспределении энергии электромагнитного поля из-за разности электрофизических свойств эталонной и исследуемой среды и регулировки амплитудных значений токов возбуждения и величины фазового сдвига между ними. Предложен и проверен способ измерения упругих постоянных электропроводных тел [13], основанный на генерации и приеме продольных и поперечных ультразвуковых колебаний электромагнитными методами.

Литература

1. Ю.И. Сазонов, Ю.М. Шкарлет. Об одном эффекте электромагнитного взаимодействия // Сб. тр. / МИРЭА: Физика. – 1968. – Вып. 37. – С. 81 - 91
2. Ю.И. Сазонов. К теории электромагнитно-акустического преобразователя // АН СССР. Тр. VIII Всес. акуст. конф. – М.: АКИН, 1973. – С. 154 – 157
3. Н.Н. Локшина, Ю.И. Сазонов. Электромагнитно-акустический резонанс в ферромагнитной пластине // БАЭС. ВНТК: Сб. тез. – п. Заречный: БАЭС, 1975. – С. 12 – 15
4. В.Г. Кулеев, Ю.И. Сазонов, Е.В. Кузнецов, В.В. Нестеренко. Расчет электромагнитного поля, возбуждаемого динамическими упругими напряжениями в ферромагнитном стержне // Дефектоскопия. – 1991. – № 11. – С. 28 – 35
5. Ю.И. Сазонов. Электромагнитно-акустический преобразователь / А. с. №408205 (СССР) с приоритетом от 13.12.71 // Бюллетень: Открытия. Изобретения. Пром. образцы и товарные знаки. – 1973. – № 47.
6. А.А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. М, Халатников. Сверхпроводник в высокочастотном поле // ЖЭТФ. – 1958. – Т.35. – № . – С. 265. Анализ экспериментальных данных о поверхностном импедансе сверхпроводников // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 37. – № . – С. 187.
7. А.А. Абрикосов, И. М. Халатников. Современное представление о природе сверхпроводимости // В кн.: Физика низких температур. – М.: ИИЛ, 1959. – .
8. Ю.И. Сазонов. Волновые электромагнитно-акустические явления в конденсированных средах. – М.: Издательство Физико-математической литературы, 2007. – 340 с.
9. Ю.И. Сазонов. Электромагнитно-акустические эффекты в конденсированных средах // Съезд российских физиков – преподавателей “Физическое образование в XXI веке”.

Москва, 28-30 июня 2000 г., МГУ им. М.В.Ломоносова / Тез.докл. – М.:Физфак МГУ, 2000.-С.168

10. В.К. Аркадьев. Электромагнитные процессы в металлах. – М.: ОНТИ, 1934. – Ч. II. – 304 с.

11. Ю.И. Сазонов. Гидроакустические эмиконы с активной диафрагмой // Прикл. Математика и техн. физика. – 2000. – №2. – С. 41 – 43.

12. Ю.И. Сазонов. О возможности построения адаптивных электромагнитно-акустических систем // Радиотехника и электроника. – 2003. – Т.48. – №5. – С. 631 – 636.

13. Ю.И. Сазонов. Цифровой измеритель упругих постоянных металлов и сплавов // Радиотехника и электроника. – 2003. –Т.48. – №5. – С. 637 – 640.