

УДК 534.232:538

# СТРУКТУРА ПОЛЕЙ УПРУГИХ ВОЛН, СОЗДАВАЕМЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТОАКУСТИЧЕСКИМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ В ПРОВОДЯЩЕМ НЕФЕРРОМАГНИТНОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ

В. Б. ГАЛАНЕНКО\*, Г. Г. ЛУЦЕНКО\*\*

\*Государственное научно-производственное объединение “Дельта”, Киев

\*\*Предприятие “Ультраконсервис”, Киев

Получено 7.02.2001

Исследована пространственная структура полей объемных волн, возбуждаемых в ближней и дальней зонах дифракции электромагнитоакустическим преобразователем в неферромагнитном металле. Получены зависимости параметров излучаемых волн от частоты и расстояния плоской катушки до поверхности металла. Установлено, что излучение одиночного элемента (тонкого проводника с током) характеризуется сравнительно высокой направленностью, обусловленной протяженностью зоны вихревых токов.

Досліджено просторову структуру полів об'ємних хвиль, що збуджуються в ближній і дальній зоні дифракції електромагнитоакустичним перетворювачем у неферромагнітному металі. Отримано залежності параметрів випромінюваних хвиль від частоти й відстані між індуктором і поверхнею металу. Встановлено, що випромінювання одиночного елемента (тонкого провідника зі струмом), характеризується порівняно високою напрямленістю, обумовленою протяжністю зони вихорівих струмів.

Spatial structure of shear and longitudinal waves excited by an electromagnetoacoustical transducer within a paramagnetic metal is investigated both for the near field and the far field diffraction zone. Dependencies of the wave field's parameters on frequency and distance between inductor and surface of the metal are obtained. It is shown that radiation by the single element (thin conductor with a current) is characterized by considerably high directivity, which is conditioned by spatial extension of the eddy current zone.

## ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитоакустические (ЭМА) преобразователи входят в арсенал средств бесконтактного ультразвукового неразрушающего контроля [1]. Возможность возбуждения упругих волн в контролируемой среде без непосредственного контакта с ней делает их применение целесообразным в тех случаях, когда такой контакт невозможен или нежелателен (контроль буровых труб в процессе бурения [2, 3], рельсов [4, 5], толщины горячекатаных листов в процессе производства [6]). ЭМА преобразователи используются также в тех случаях, когда нежелательна предварительная подготовка поверхности для контактного ввода.

Природа ЭМА эффекта достаточно хорошо изучена. Непосредственной причиной возбуждения упругих волн является возникновение пондеромоторных сил [7] в объеме и на поверхности металла в результате наложения на постоянное поле подмагничивания, создаваемое постоянным магнитом, переменного электромагнитного поля. Последнее, как правило, порождается в металле с помощью катушки-индуктора, по которой протекает ток высокой частоты (обычно: 1÷5 МГц). Пондеромоторные силы включают три составляющие [7]:

- 1) вихретоковые силы (силы Лоренца) распределены в объеме скин-слоя;
- 2) магнитострикционные силы представлены как объемной, так и поверхностной плотностью;
- 3) магнитные силы обусловлены неоднородностью магнитной проницаемости материала в объеме (если таковая имеется) и скачком магнитной проницаемости на границе металла.

Наиболее полное и точное математическое описание взаимодействия электромагнитных и механических колебаний можно найти в монографии [8], где приведены уравнения, описывающие волны, возникающие в результате ЭМА взаимодействия как связанные электромагнитные и механические процессы.

Решение уравнений такого типа показывает, что поле ЭМА излучателя содержит упругоподобные и электромагнитоподобные волны [9]. Заметим, однако, что степень связанности электромагнитных и механических процессов невелика. Другими словами, поправки, возникающие из-за обратного влияния упругих колебаний на величину электромагнитного поля (например, на вихревые токи), малы и имеют порядок величины, сравнимый с амплитудами электромагнитных полей,

инициируемых упругими волнами в режиме приема. Последнее обстоятельство делает правомерным подход, при котором электромагнитные и механические колебания рассматриваются отдельно, т.е. предполагается, что электромагнитное поле инициирует пондеромоторные силы, а те, в свою очередь, генерируют упругие волны.

В работах [10, 11], где принят указанный подход, изучены зависимости амплитуд смещений в продольных и поперечных волнах, возникающих под действием пространственно-временной гармоник электромагнитного поля. Так как воздействие со стороны реального источника на металл с плоской границей может быть представлено континуальной совокупностью таких гармоник, то существует принципиальная возможность вычисления полей упругих волн путем интегрирования по пространственным частотам. Однако, насколько нам известно, такая возможность до сих пор не была реализована. В то же время, хотя анализ амплитудных соотношений для волн, соответствующих пространственным гармоникам, проведенный в [10, 11], позволяет сделать ряд полезных выводов, он не дает достаточной информации, нужной для проектирования и эксплуатации ЭМА излучателей. По нашему мнению, такая информация содержится в структуре полей упругих волн, создаваемых как излучателем в целом, так и его отдельными элементами (проводниками с током). При этом интерес представляет структура поля как в дальней зоне (она характеризуется диаграммами направленности), так и в ближней зоне дифракции. Дело в том, что из-за относительно низкой чувствительности ЭМА преобразования и сравнительно протяженных размеров датчиков объекты контроля во многих случаях находятся либо в ближней зоне, либо в переходной области между ближней и дальней зонами. Изучение структуры полей ЭМА излучателей и является главной целью данной работы.

Заметим, что здесь мы ограничимся рассмотрением полей только в парамагнетиках, примером которых могут служить алюминий и его сплавы. В этом случае магнитострикция отсутствует, а поверхностными магнитными силами, пропорциональными магнитной восприимчивости, можно пренебречь. Тогда непосредственной причиной возникновения упругих волн можно считать силы Лоренца, связанные с вихревыми токами, распределенными в объеме вблизи свободной поверхности упругого полупространства. Еще одно ограничение касается аппроксимации геометрии индуктора. Во многих случаях индуктор представляет собой катушку вытянутой формы, близкой

к прямоугольной. При этом в поле постоянного магнита находятся (и являются активными) лишь части катушки, составленные параллельными проводниками. В данной работе эти участки моделируются проводниками с током (лентами бесконечной длины, но конечной ширины). Такая аппроксимация сводит задачу к двумерной.

Изложение построено по следующему плану. В первом разделе мы остановимся на структуре объемного источника, поскольку она предопределяет структуру поля объемных волн. Во втором разделе дан вывод основных соотношений для поля упругих волн и произведено разделение поля на три составляющие: продольную, поперечную и поверхностную волны. Такое разделение является существенным для анализа структуры поля объемных волн в ближней зоне. Отметим, что мы не используем готовые формулы для смещений в объемных волнах из работы [11], так как они построены с привлечением необязательных, с нашей точки зрения (но существенно влияющих на результаты для ближней зоны), приближений. Кроме того, в указанных выражениях не выделен вклад поверхностной волны. В третьем разделе проведен численный анализ структуры полей объемных волн, возбуждаемых одиночным проводником и совокупностью таких проводников, образующих индуктор. Все расчеты проведены в пренебрежении связностью электромагнитных и механических колебаний. Зависимость от времени считаем гармонической:  $\exp(-i\omega t)$ .

## 1. СТРУКТУРА ОБЪЕМНОГО ИСТОЧНИКА, ПОРОЖДАЕМОГО ВИХРЕВЫМИ ТОКАМИ

Для изучения объемного распределения вихревых токов и, соответственно, сил Лоренца мы воспользовались известным разложением электромагнитного поля сосредоточенной нити с током на пространственные гармоники, (см., например, [12]). Расчетная формула для определения горизонтально или вертикально ориентированных объемных сил имеет следующий вид:

$$f(x, z) = \frac{IBk^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\beta) \frac{\exp(-\gamma z + \gamma_0 z_0)}{\gamma + \mu\gamma_0} \times \exp(i\beta x) d\beta, \quad (1)$$

где  $I$  – амплитуда тока;  $B$  – индукция поля подмагничивания;  $k = \sqrt{i\omega\sigma\mu\mu_0}$ ;  $\sigma$  и  $\mu$  – проводимость и относительная магнитная проницаемость;

$$\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ Гн/м};$$

$$\gamma = \sqrt{\beta^2 - k^2}; \quad \gamma_0 = \sqrt{\beta^2 - k_0^2};$$

$$\text{Re}(\gamma); \quad \text{Re}(\gamma_0) > 0;$$

$k_0$  – волновое число электромагнитных волн в воздухе;  $x, z$  – координаты точки в металле (ось  $x$  ориентирована вдоль поверхности, ось  $z$  – вниз);  $z_0$  – расстояние от проводника до поверхности металла. В подынтегральное выражение введен множитель  $S(\beta)$ , определяемый конечной шириной ленточного проводника. В предположении о равномерном распределении тока по ширине проводника  $l$  этот множитель имеет вид  $S(\beta) = l \sin(\beta l/2) / (\beta l/2)$ . При рассмотрении совокупности проводников множитель  $S(\beta)$  содержит соответствующие зависимости от координат проводников.

Распределение усилий на фиксированной глубине вычислялось по формуле (1) с помощью процедуры быстрого преобразования Фурье (БПФ).

На рис. 1 приведено амплитудное распределение сил, порождаемых сосредоточенной нитью тока (бесконечно тонким проводником). Все расстояния на графике даны в миллиметрах. Указанное распределение достаточно типично: его форма слабо зависит от частоты и расстояния проводника от поверхности, изменяются лишь размеры и пропорции. Если определить размеры источника по уровню 0.1 от максимального значения в начале координат, то окажется, что его ширина (при  $z=0$ ) практически не зависит от частоты, а толщина (при  $x=0$ ) уменьшается с ростом частоты. Увеличение расстояния от проводника до поверхности металла приводит к росту ширины источника, слабо влияя на его толщину. Влияние ширины проводника в диапазоне от 0 до 0.2 мм на размеры распределенного источника также незначительно.

Размеры вихретокового источника для стандартных частот дефектоскопии и некоторых расстояний от индуктора до металла приведены в таблице (за косой чертой указаны размеры по отношению к длине поперечной волны).

Видно, что для всех представленных в таблице случаев волновая ширина распределенного источника не является малой. Она возрастает с увеличением частоты и расстояния между проводником и металлом. Это позволяет предвидеть заметную направленность одиночного элемента (провода) ЭМА излучателя, обостряющуюся с ростом частоты и расстояния до металла. Еще одна особенность распределенного источника заключается в том, что объемные силы, пропорциональные

вихревым токам, несинфазны. На рис. 2 приведено пространственное распределение угла сдвига фаз (в градусах) относительно силы в начале координат. Видно, что сдвиг фаз в точках, лежащих на одном горизонте, незначителен (для частоты 1 МГц он не превышает  $20^\circ$ ). В то же время, фаза тока (и силы) быстро изменяется в глубину (при  $x=0$  – линейно) и на условной границе источника (по уровню 0.1) достигает  $120^\circ$ .

## 2. РАСЧЕТ ПОЛЯ УПРУГИХ ВОЛН

После отыскания параметров распределенного источника исходная задача сводится к акустической задаче расчета полей упругих волн, которую можно решать, используя для описания поля потенциалы, компоненты вектора смещения или же четырехмерные векторы, составленные смещениями и напряжениями или смещениями, дивергенцией и ненулевой компонентой ротора. Используя последний вариант [13], составим четырехмерную векторзначную функцию  $\mathbf{p} = \{u; c; w; d\}$  из горизонтального и вертикального смещений  $u, w$ , проекции ротора  $c$  и дивергенции  $d$ . При таком выборе основных функций уравнение Ламэ преобразуется в систему уравнений вида:

$$\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial z} + \mathbf{B} \mathbf{p} + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial x} = \mathbf{f}, \quad (2)$$

где

$$\mathbf{A} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \xi^{-2} \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\xi^2 & 0 & 0 \end{vmatrix};$$

$$\mathbf{B} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & k_t^2 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ k_l^2 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}; \quad \mathbf{f} = \begin{vmatrix} 0 \\ f_z \\ 0 \\ f_x \end{vmatrix};$$

$\xi = c_t/c_l$  – отношение скоростей поперечных и продольных волн в материале;  $k_t$  и  $k_l$  – поперечное и продольное волновые числа;  $f_x$  и  $f_z$  – горизонтальная и вертикальная проекции силы. В зависимости от того, находится ли скин-слой в вертикально или горизонтально ориентированном поле подмагничивания, одна из этих проекций равна нулю, а другая определяется формулой (1). Условия свободной границы имеют вид

$$\sigma_{zz} = \lambda d + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\sigma_{zx} = c + 2 \frac{\partial u}{\partial z} = 0.$$

Таблица. Характерные размеры вихретокового источника для алюминия

$z_0 = 0.5$ мм					
Частота, МГц	1	1.25	1.8	2.5	5
Ширина, мм	3.80/1.23	3.70/1.50	3.60/2.10	3.50/2.80	3.30/5.30
Толщина, мм	0.50/0.16	0.45/0.18	0.37/0.21	0.32/0.26	0.23/0.37
$f = 1$ МГц					
Расстояние, мм	0.1	0.5	1	2	3
Ширина, мм	1.2	3.8	6.8	13	19
Толщина, мм	0.4	0.5	0.5	0.5	0.5

Решение ищем в виде разложения на пространственные гармоники:

$$\mathbf{p}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{P}(z, \beta) \exp(i\beta x) d\beta. \quad (4)$$

Фурье-трансформанты вектора  $\mathbf{p}(x, z)$  удовлетворяют системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\mathbf{A} \frac{d\mathbf{P}}{dz} + (\mathbf{B} + i\beta \mathbf{I}) \mathbf{P} = \mathbf{F}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{F}(\beta, z)$  – Фурье-трансформанта пространственного распределения объемных сил (ее явное выражение следует из формулы (1)). Обозначим через  $\mathbf{G}(z, z')$  матрицу Грина для уравнения (5) с граничными условиями (3) и стандартными условиями затухания при  $z \rightarrow \infty$ . Тогда Фурье-трансформанта искомого вектора “смещения–ротор–дивергенция” может быть представлена в виде суммы двух однотипных слагаемых, одно из которых соответствует горизонтальной, а другое – вертикальной проекции силы:

$$\mathbf{P}(\beta, z) = \int_0^{\infty} \mathbf{g}(\beta, z, z') F(\beta, z') dz', \quad (6)$$

где  $\mathbf{g}(\beta, z, z')$  – 2-ой (для вертикальной проекции силы) или 4-ый (для горизонтальной) столбец матрицы Грина;  $F(\beta, z')$  – Фурье-трансформанта соответствующей проекции распределенной силы.

Матрица Грина может быть найдена стандартным способом через матрицу общего решения уравнения (5):

$$\mathbf{Z} = \frac{1}{k_i^2} \mathbf{H} \mathbf{E}(z), \quad (7)$$

где

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} -i\beta & -i\beta & -\gamma_l & \gamma_l \\ 0 & 0 & k_i^2 & k_i^2 \\ \gamma_l & -\gamma_l & -i\beta & -i\beta \\ k_i^2 & k_i^2 & 0 & 0 \end{pmatrix};$$

$\mathbf{E}(z)$  – диагональная матрица с элементами

$$\{\exp(-\gamma_l z), \exp(\gamma_l z), \exp(-\gamma_t z), \exp(\gamma_t z)\};$$

$$\gamma_l = \sqrt{\beta^2 - k_i^2}; \quad \gamma_t = \sqrt{\beta^2 - k_t^2};$$

$$\operatorname{Re}(\gamma_l) > 0; \quad \operatorname{Re}(\gamma_t) > 0.$$

В соответствии с определением матрицы Грина, при  $z = z'$  она имеет скачок на величину  $\mathbf{A}^{-1}$ . Исходя из этого, легко показать, что

$$\mathbf{G} = \mathbf{R}_0 \mathbf{Z}(z) \pm \frac{1}{2} (\mathbf{A} \mathbf{Z})^{-1} \Big|_{z=z'} \mathbf{Z}(z). \quad (8)$$

Элементы матрицы  $\mathbf{R}_0$  определяются таким образом, чтобы удовлетворить граничным условиям для матрицы Грина. Поскольку нас интересует только один из столбцов матрицы Грина (2-ой или 4-ый), то достаточно найти столбец матрицы  $\mathbf{R}_0$ , имеющий соответствующий номер. Последовательно применяя условия при  $z \rightarrow \infty$  и при  $z = 0$ , находим матрицу Грина и после подстановки в формулы (6) и (4) получим решение поставленной задачи. При этом искусственно ограничим толщину скин-слоя, внутри которого распределены усилия, конечной величиной  $H$ , пренебрегая усилиями при  $z > H$ . Например, для частот выше 1 МГц значение  $H = 1$  мм является вполне приемлемым. Приведенные ниже формулы описывают упругие волны вне источника:

$$\mathbf{p}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{h}_1 \frac{R_1(\beta)}{D^-(\beta)} \exp(-\gamma_l z) \exp(i\beta x) d\beta + \quad (9)$$

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{h}_3 \frac{R_3(\beta)}{D^-(\beta)} \exp(-\gamma_t z) \exp(i\beta x) d\beta,$$

где  $\mathbf{h}_1(\beta)$ ,  $\mathbf{h}_3(\beta)$  – столбцы матрицы  $\mathbf{H}$  с соответ-

ствующими номерами (см. (7));

$$R_1(\beta) = \xi^{-2} \frac{\beta k_t^2}{2i\gamma_t} \left( F_t^+(\beta) D^- - F_t^-(\beta) D^+ + \right. \\ \left. + \frac{2}{k_t^4} (k_t^2 - 2\beta^2) \gamma_t \gamma_t F_t^-(\beta) \right); \quad (10)$$

$$R_3(\beta) = \xi^{-2} \frac{k_t^2}{2} \left( -F_t^+(\beta) D^- - F_t^-(\beta) D^+ + \right. \\ \left. + \frac{2}{k_t^4} (k_t^2 - 2\beta^2) \beta^2 F_t^-(\beta) \right)$$

для вертикальной поляризации поля подмагничивания (соответственно, горизонтально направленных сил Лоренца);

$$R_1(\beta) = \frac{k_t^2}{2} \left( (F_t^+ D^- + D^+ F_t^-) - \right. \\ \left. - \frac{2}{k_t^4} (k_t^2 - 2\beta^2) \beta^2 F_t^- \right); \quad (11)$$

$$R_3(\beta) = \frac{k_t^2 \beta}{2i\gamma_t} \left( (F_t^+ D^- - D^+ F_t^-) + \right. \\ \left. + \frac{2}{k_t^4} (k_t^2 - 2\beta^2) \gamma_t \gamma_t F_t^- \right)$$

для горизонтальной поляризации поля подмагничивания (соответственно, вертикально направленных сил Лоренца). Выше использованы обозначения

$$D^\mp = -\frac{1}{k_t^4} ((k_t^2 - 2\beta^2)^2 \mp 4\beta^2 \gamma_t \gamma_t);$$

$$F_{t,i}^\pm(\beta) = \int_0^H F(\beta, z') \exp(\pm \gamma_{t,i} z') dz';$$

В рассматриваемом случае интегралы вычисляются элементарно как интегралы от экспоненциальных функций.

Первое слагаемое в формуле (9) описывает безвихревое поле, а второе – соленоидальное. Каждое из них содержит соответствующие компоненты как объемных волн, так и поверхностной волны. Для последующих вычислений удобно выделить вклад поверхностной волны. Традиционный подход основан на контурном интегрировании на комплексной плоскости пространственной частоты  $\beta$ . При этом поверхностной волне Рэлея соответствует вычет в полюсе, а объемным волнам – интегралы по берегам соответствующих

разрезов. Однако вычисление интегралов по берегам разрезов затруднительно при исследовании поля в ближней и промежуточной зоне, где еще неприменим метод перевала. Исходя из этого, целесообразно непосредственно вычислить интегралы в формуле (9) как интегралы по вещественной оси, которые можно рассматривать как интегралы Фурье для каждого фиксированного значения глубины  $z$ . В связи с этим подынтегральные выражения в формуле (9) следует скорректировать так, чтобы выделить из них вклад поверхностной волны Рэлея. Пользуясь соображениями, предваряющими вывод теоремы Миттаг – Лефлера [14], представим мероморфные функции  $R_1(\beta)/D^-(\beta)$  и  $R_3(\beta)/D^-(\beta)$  в виде суммы главных частей в полюсах и функций, не имеющих особенностей в точках  $\beta = \pm k_R$ , где  $k_R$  – волновое число Рэлея. Тогда для выделения части пространственных спектров на глубине  $z$ , связанной с вкладом объемных волн (продольных и сдвиговых), вместо  $R_1(\beta)/D^-(\beta)$  и  $R_3(\beta)/D^-(\beta)$  получим

$$q_1(\beta) = \frac{R_1(\beta)}{D^-(\beta)} - \frac{R_1(k_R)}{D'(k_R)} \frac{1}{\beta - k_R} - \\ - \frac{R_1(-k_R)}{D'(-k_R)} \frac{1}{\beta + k_R}$$

$$q_3(\beta) = \frac{R_3(\beta)}{D^-(\beta)} - \frac{R_3(k_R)}{D'(k_R)} \frac{1}{\beta - k_R} - \\ - \frac{R_3(-k_R)}{D'(-k_R)} \frac{1}{\beta + k_R}$$

где

$$D'(k_R) = \left. \frac{dD^-}{d\beta} \right|_{\beta=k_R}$$

### 3. СТРУКТУРА ПОЛЕЙ УПРУГИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ОДИНОЧНЫМ ПРОВОДНИКОМ С ТОКОМ

При количественном анализе смещений интегралы в выражении (9) для каждой фиксированной глубины рассматривались как преобразования Фурье и для их вычисления применялась процедура БПФ. Целесообразность применения этого приема обусловлена не только быстродействием, но и тем обстоятельством, что в результате его однократного применения получаем значения поля сразу во многих точках на горизонте  $z = \text{const}$ .

На рис. 3 и 4 приведены распределения амплитуд смещений в полях сдвиговой и продольной волн, возбуждаемых одиночным проводником в по-

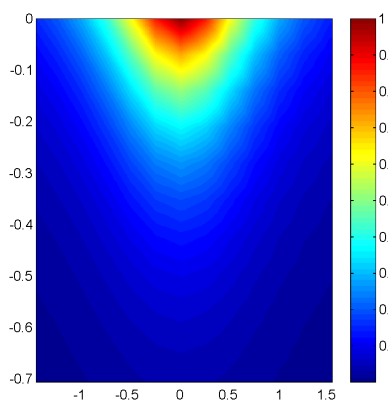


Рис. 1. Распределение усилий, порождаемых одиночным проводником при  $z_0=0.5$  мм на частоте 1 МГц в алюминии

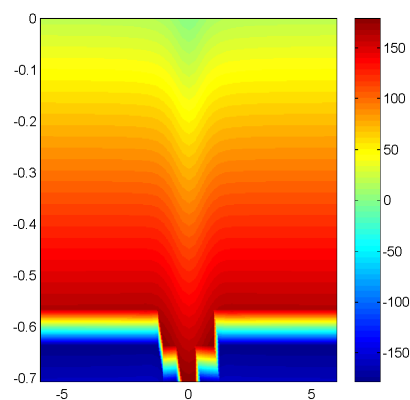


Рис. 2. Распределение угла сдвига фаз внутри объемного источника, порождаемого одиночным проводником при  $z_0=0.5$  мм

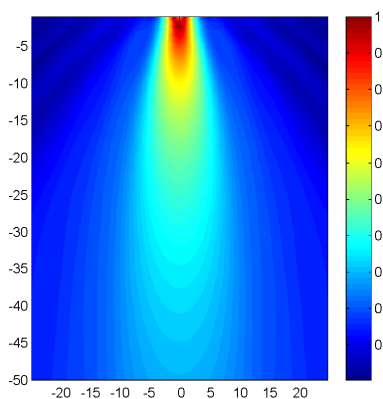


Рис. 3. Картина поля сдвиговой волны, возбуждаемой одиночным проводником на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм до поверхности металла (вертикальное подмагничивание)

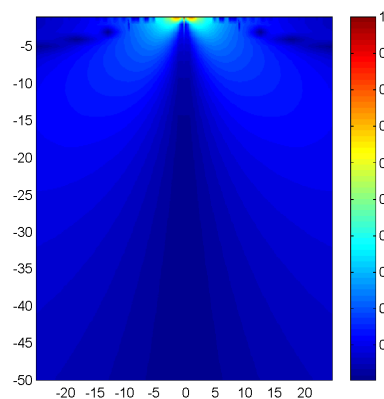


Рис. 4. Картина поля продольной волны, возбуждаемой одиночным проводником на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм до поверхности металла (вертикальное подмагничивание)

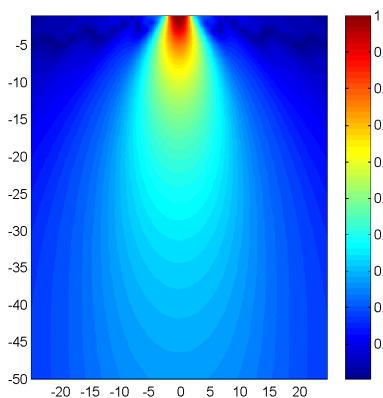


Рис. 5. Картина поля продольной волны, возбуждаемой одиночным проводником на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм до поверхности металла (горизонтальное подмагничивание)

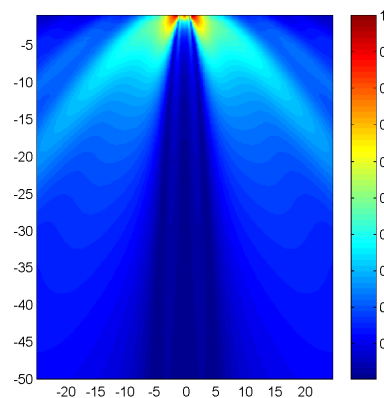


Рис. 6. Картина поля сдвиговой волны, возбуждаемой одиночным проводником на частоте 1 МГц при расстоянии 0.5 мм до поверхности металла (горизонтальное подмагничивание)

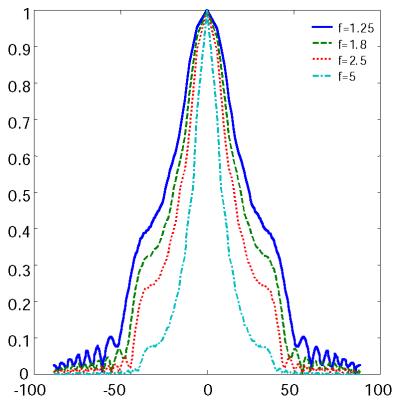


Рис. 7. Диаграммы направленности одиночного проводника в зависимости от частоты (МГц) при вертикальном подмагничивании (сдвиговая волна)

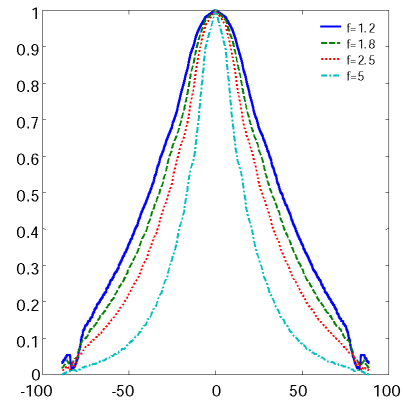


Рис. 8. Диаграммы направленности одиночного проводника в зависимости от частоты (МГц) при горизонтальном подмагничивании (продольная волна)

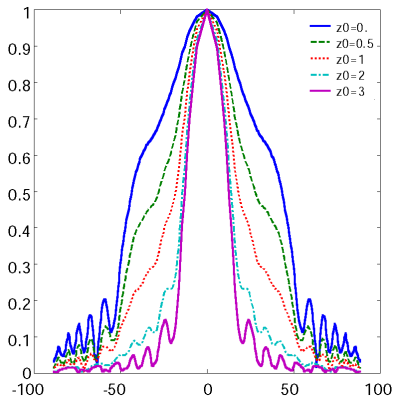


Рис. 9. Направленность одиночного проводника в зависимости от расстояния до поверхности металла при вертикальном подмагничивании (сдвиговая волна)

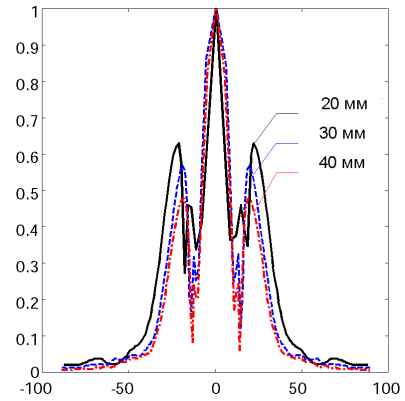


Рис. 10. Диаграммы направленности ЭМА преобразователя с индуктором из 20 витков на разных глубинах (частота 1 МГц, сдвиговая волна)

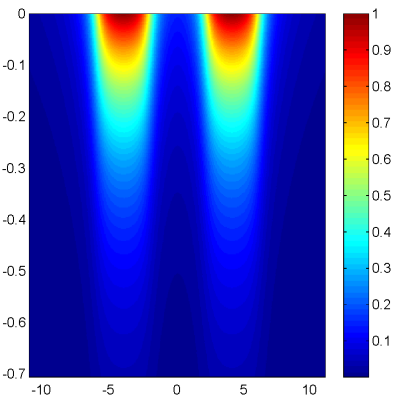


Рис. 11. Распределение усилий для индуктора из 20 витков при  $z_0 = 0.5$  мм на частоте 1 МГц

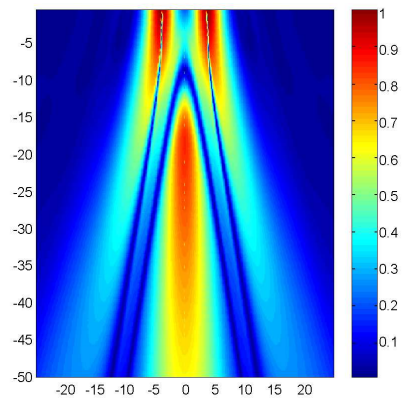


Рис. 12. Картина поля сдвиговых волн, соответствующая индуктору из 20 витков на частоте 1 МГц

ле подмагничивания с вертикальной поляризацией. Расчеты показывают, что горизонтальное и вертикальное отклонения частиц от положения равновесия несинфазны. В области главного лепестка в дальней зоне угол сдвига фаз составляет всего несколько градусов. Однако в ближней зоне и в области бокового поля дальней зоны он существенно больше. Отсюда можно сделать вывод о том, что как в сдвиговой, так и в продольной волнах частицы среды движутся по эллиптическим траекториям. Поэтому при расчете амплитудных значений смещений, показанных на рис. 3 и 4, вычислялась половина большой оси соответствующего эллипса. Приведенные распределения смещений нормированы по отношению к соответствующим максимальным значениям. Соотношение максимальных значений в продольной и сдвиговой волне равнялось приблизительно 0.4. Из приведенных картин поля видно, что амплитуда сдвиговой волны в дальнем поле существенно превосходит амплитуду продольной.

Аналогичные расчеты для одиночного проводника, помещенного в горизонтально ориентированное поле подмагничивания, приводят к распределениям амплитуд смещений, показанным на рис. 5 и 6. При таком выборе направления магнитного поля продольная волна рассматривается как основная. Сравнивая эти распределения, следует иметь в виду, что соотношение максимальных отклонений в продольной волне по отношению к сдвиговой равно приблизительно 0.52. С учетом этого сдвиговая волна не уступает по амплитуде продольной, если сравнивать значения в направлении главного максимума, который для сдвиговой волны находится приблизительно под углом  $50^\circ$ . Соотношение между продольной и сдвиговой волной зависит от частоты и расстояния между проводником и проводящей поверхностью. С ростом частоты и расстояния оно изменяется в пользу продольной волны, что объясняется увеличением волнового размера объемного источника.

Из приведенных рисунков видно также, что поля, создаваемые одиночным проводником, обладают выраженной направленностью (более значительной, чем у элементарного диполя). В силу уже высказанных соображений о структуре источника, направленность обостряется с ростом частоты и увеличением расстояния от проводника до поверхности металла. Диаграммы направленности для ряда стандартных частот приведены на рис. 7 и 8. Изменение диаграммы направленности на фиксированной частоте при изменении расстояния до металла иллюстрируется рис. 9.

Отметим, что вычисленные диаграммы на-

правленности заметно отличаются от приведенных в [15]. Причина отличия заключается, по-видимому, в том, что в цитируемой работе реальное объемное распределение вихревых токов заменено поверхностным распределением, которое аппроксимировано некоторым выражением (объемный источник силы вблизи свободной границы заменен распределением касательных напряжений на поверхности).

#### 4. ПРИМЕР РАСЧЕТА ПОЛЯ ЭМА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С МНОГОВИТКОВЫМ ИНДУКТОРОМ

В качестве примера была рассмотрена двумерная модель индуктора, которая соответствует ЭМА преобразователю, описанному в работе [4]: катушка с внешним размером 12 мм содержит 20 витков провода диаметром 0.2 мм (рис. 10–12).

На рис. 11 приведено распределение вихревых токов (и, соответственно, горизонтально ориентированных объемных сил), а на рис. 12 – соответствующая картина поля сдвиговых волн. В ближнем поле формируется прожекторная зона, состоящая из двух освещенных областей под витками активной части индуктора и области относительного затенения между ними. Начиная с расстояния 20 мм, формируется распределение амплитуд, характерное для дальней зоны: с интерференционными центральным и боковыми максимумами. В диаграммах направленности, показанных на рис. 10, уровень боковых лепестков постепенно уменьшается и с ростом расстояния от поверхности диаграмма направленности стабилизируется. Так, на расстоянии 50 мм нормированная характеристика направленности практически не отличается от той, которая соответствует расстоянию 40 мм. Уменьшение числа витков до 4, размещенных на той же площадке под полюсами магнитной системы, не приводит к значительным изменениям структуры поля сдвиговых волн. Отмечено лишь уменьшение провала между прожекторными пучками в ближней зоне и удлинение области центрального интерференционного максимума. При этом расстояние между центрами проводящих полосок составляло 1.3 мм, что близко к половине длины сдвиговой волны.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная в работе методика расчета структуры полей упругих волн, излучаемых ЭМА преобразователем, помогает уточнить некоторые закономерности работы преобразователей тако-



го вида. Характерной особенностью является сравнительно высокая направленность излучения одиночного элемента (тонкого проводника с током), обусловленная протяженностью зоны вихревых токов. Увеличение горизонтального размера этой зоны с удалением проводника от поверхности проводящего материала приводит к обострению направленности излучения. Подобный же эффект наблюдается и с ростом частоты при неизменном расстоянии, поскольку горизонтальный размер зоны вихревых токов слабо зависит от частоты. Приведенные картины полей упругих волн, излучаемых набором параллельных проводников, моделирующих ЭМА преобразователь с индуктором прямоугольной формы, демонстрируют особенности перехода от ближней (пржекторной) зоны к дальней зоне фраунгоферовой дифракции. Анализ такого рода картин дает основания судить об изменении амплитуды эхо-сигнала в зависимости от положения отражателя малых размеров (дефекта) относительно ЭМА преобразователя.

1. *Неразрушающий контроль и диагностика* / Под ред. В. В. Клюева. – М.: Машиностроение, 1995. – 487 с.
2. Жуков В. К., Ольшанский В. П. Электромагнитно-акустическая установка УВТ-01Н для контроля толщин // Дефектоскопия. – 1986. – N 2. – С. 8–13.
3. Жуков В. К., Ольшанский В. П. Электромагнитно-акустический модуль // Дефектоскопия. – 1985. – N 12. – С. 74–76.
4. Сучков Г. М., Катасонов Ю. А., Гарькавый В. В. Экспериментальное исследование чувствительности ЭМА преобразователей при дефектоскопии эхометодом сдвиговыми объемными волнами // Дефектоскопия. – 2000. – N 2. – С. 12–16.
5. Сучков Г. М. О главном преимуществе электромагнитноакустического способа контроля // Дефектоскопия. – 2000. – N 10. – С. 67–70.
6. Клюев В. В., Шубаев С. Н., Мужикский В. Ф. Опыт эксплуатации электромагнитно-акустического толщиномера УТ-80Б // Дефектоскопия. – 1982. – N 9. – С. 37–43.
7. Тамм И. Е. Основы теории электричества: том 1, часть 2. – М.-Л.: ГТТИ, 1934. – 234 с.
8. Гузь А. Н., Махорт Ф. Г. Акустомагнитоэлектроупругость / Механика связанных полей в элементах конструкций: том 3. – К.: Наук. думка, 1988. – 284 с.
9. Комаров В. А., Кулеев В. Г. Возбуждение и регистрация ультразвуковых колебаний в магнитополяризованных ферромагнитных металлах посредством электромагнитных полей // Дефектоскопия. – 1976. – N 2. – С. 58–76.
10. Шубаев С. Н. Анализ акустического поля, возбуждаемого электромагнитным методом // Дефектоскопия. – 1974. – N 3. – С. 100–109.
11. Комаров В. А., Ильясов Р. С., Шакшин Н. И. Исследование закономерностей возбуждения объемных акустических волн в ферромагнетиках квазистационарным электромагнитным полем // Дефектоскопия. – 1983. – N 4. – С. 83–92.
12. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. – М.: Радио и связь, 1983. – 296 с.
13. Галаненко В. Б. Обобщение метода поперечных сечений на задачу распространения волн в упругом слое с плавно изменяющимися параметрами // Акуст. вісн. – 1998. – 1, N 2. – С. 41–47.
14. Шабат Б. В. Введение в комплексный анализ. – М.: Наука, 1969. – 575 с.
15. Буденков Г. А., Квятковский В. Н., Петров Ю. В. Наклонное излучение ультразвука электромагнитно-акустическим способом // Дефектоскопия. – 1973. – N 1. – С. 57–66.