

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЕФЕКТОСКОПИЧЕСКОГО ВНУТРИТРУБНОГО СНАРЯДА МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

A.C. Сурков, A. Kloster, M. Kroening, G. Dobmann, A.A. Сурков*
Fraunhofer Institute for non-destructive testing IZFP, Saarbruecken, Germany
* University Saarbruecken, Germany

В работе рассматриваются результаты численного моделирования методом конечных элементов распределения высокочастотных электромагнитных полей в пресс-форме экструдера при литье полых пластмассовых изделий. Для векторных конечных элементов исследованы зависимости модуля и фазы коэффициента обратного рассеяния микроволн на разных частотах для различных свойств пластмассы, положения и формы газового пузыря.

In the paper results of numerical modeling by the finite element method of high-frequency electromagnetic field distribution at manufacturing of hollow plastics products by injection moulding process are described. Dependences of the module and phase of microwave reflection factor at various frequencies, plastic properties, cross section and position of a gas bubble in the plastic are investigated by vector finite elements.

Введение

Вследствии воздействия окружающей среды и транспортируемой жидкости или газа в трубопроводах образуются дефекты: трещины, коррозионное уменьшение толщины стенки, и т. п. Для оценки их состояния эксплуатационные службы проводят дефектоскопический контроль с использованием автономных самодвижущихся устройств – дефектоскопических снарядов (ДС). ДС движется в потоке транспортируемой жидкости (например нефть) и осуществляет контроль стенки трубопровода стандартными методами неразрушающего контроля, в частности ультразвуковыми (УЗ) или (электро-)магнитными. В газопроводах отсутствие транспортируемой жидкости затрудняет применение стандартного ультразвукового метода с использованием пьезоэлектрических преобразователей. Для проверки газопроводов в последние годы стала применяться электромагнитно-акустическая (ЭМА) техника неразрушающего контроля, не требующая жидкости для передачи и регистрации УЗ колебаний датчиками. ЭМА-сенсоры используют намагничивающее устройство (НУ) и катушку излучения, которая при излучении индуцирует вихревые токи в стенке трубы, и катушку приёма, в которой индуцируются электрические импульсы напряжения, пропорциональные амплитуде ультразвуковых колебаний. Преобразование электрической энергии в механическую (упругие механические колебания) происходит через силу Лоренца или магнитострикционные силы, которые производятся при наложении вихревых токов и наличествующего магнитного поля в месте катушки. Как магнитные, так и ЭМА устройства при движении ДС индуцируют вихревые токи в стенке трубы, что приводит к искажению магнитных полей в трубе и в месте расположения датчиков, вызывая изменение регистрируемых сигналов и трудности в их интерпретации, а также приводит к изменению условий оптимальной работы датчиков. Изучение этих искажений магнитных полей в реальных условиях связано с большими временными и финансовыми затратами и часто невозможно. Проведение измерений на простых моделях зачастую не даёт ответов на многие стоящие перед разработчиками таких установок вопросы.

Прогресс в разработке численных методов позволил существенно расширить круг задач, доступных анализу. При двумерном и магнитостатическом трехмерном моделировании многих задач НК часто достаточно иметь стандартную ЭВМ с 2–3 Гбайт оперативной памяти. Однако в случае двумерной модели пренебрежение одной координатой

приводит иногда к изменению физических процессов формирования электромагнитного поля. В частности, при моделировании электромагнитного поля движущегося ДС с намагничивающими устройствами на постоянных магнитах (или электромагнитах) наводимые вихревые токи в двумерной модели замыкаются по окружности трубы, тогда как в трехмерной модели они частично замыкаются и вокруг полюсов намагничивающих устройств. В данной работе рассмотрен пример компьютерного инженерного анализа методом конечных элементов (МКЭ) полного трехмерного электромагнитного поля ДС при его движении со скоростью до 4 м/с.

Расчётная модель и граничные условия

Комплексная система намагничивания состоит из 18 устройств намагничивания на основе постоянных магнитов NdFeB, которые равномерно распределены по окружности трубы. Для вычислений в модели использовались значения ВН-кривых первичного намагничивания стали материала трубы (X52Richter) и магнитного ярма (St. 37). Так как экспериментальные значения кривых намагничивания были неполными, они аппроксимировались вплоть до насыщения ($\mu_r=1$). Эффекты гистерезиса в рассчитанных моделях не учитывались. Все среды принимались изотропными. На рис. 1 приведена расчётная модель намагничивающей системы ДС (без окружающей воздушной среды).

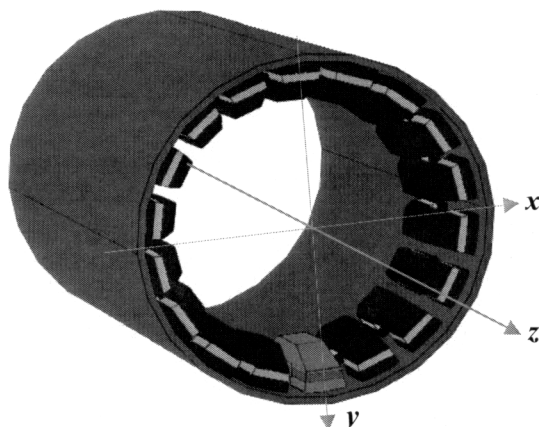


Рис. 1. Расчётная модель намагничивающей системы дефектоскопического прибора

При трехмерном моделировании методом конечных элементов большое значение имеет сокращение размеров модели, ведущее к значительному уменьшению времени расчётов и снижению требований к вычислительной технике и в конечном счёте, к снижению финансовых издержек расчётов. При проведении расчётов магнитной системы ДС (рис. 1) возможно использовать следующие виды симметрии, ведущие к упрощению расчётной модели:

- 1/18 магнитной системы ДС (рис. 2, а), от $\varphi = -10^\circ$ (или $\varphi = 350^\circ$) до $\varphi = 10^\circ$
- 1/36 магнитной системы ДС (рис. 2, а), от $\varphi = 0^\circ$ до $\varphi = 10^\circ$
- 1/72 магнитной системы ДС (рис. 2, б), половина модели 1/36, от $\varphi = 0^\circ$ до $\varphi = 10^\circ$

где угол φ – это угол в выбранном сечении трубы от центра произвольно выбранного НУ по окружности трубы по часовой стрелке (рис. 2, а). Диаметр трубы составляет 900 мм. Между НУ и поверхностью трубы имеется зазор 3 мм.

В отсутствии движения НУ возможно провести расчёт магнитного поля всех трёх моделей рис. 2. При движении НУ создаваемые вихревые токи в материале трубы нарушают принцип симметрии в случае рис. 2, б. Предварительными расчётами двумерных моделей по сходимости полной магнитной энергии в зависимости от размеров мо-

дели были установлены минимальные размеры модели, составляющие 1,4 м в длину и 1,4 м в радиальном направлении. С учётом возможных изменений электромагнитного поля при движении ДС размеры трехмерных моделей составили $2 \times 1,4$ м (рис. 2).

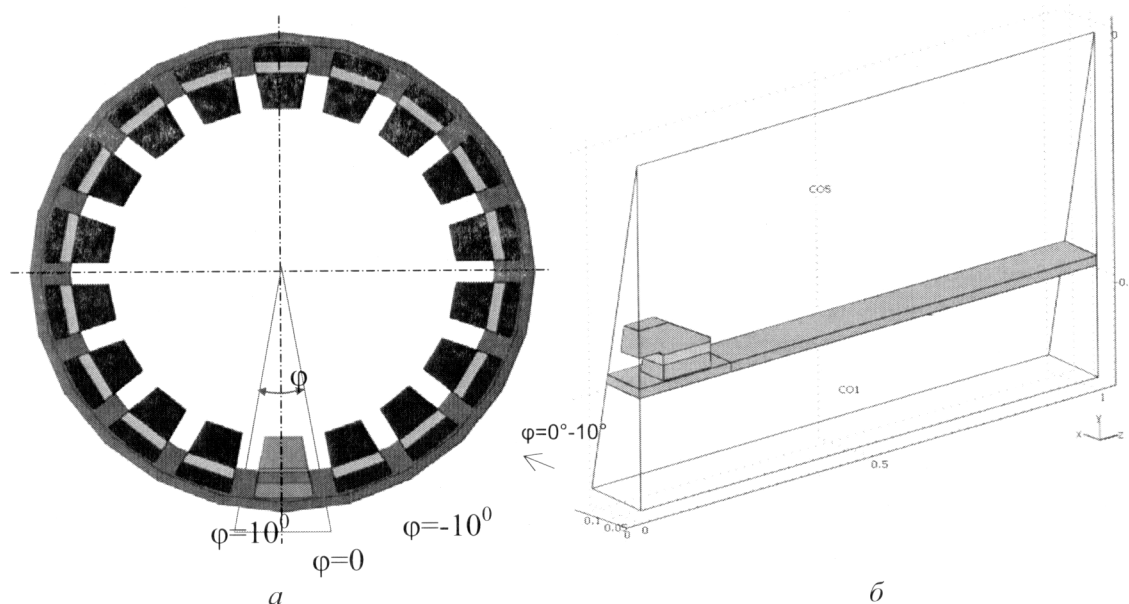


Рис. 2

В зависимости от вида расчётной модели меняются граничные условия расчётов. При моделировании мы описываем геометрические границы нашей модели и затем расчётная программа автоматически строит сетку (расчётная модель с узлами и элементами). Разбиение трехмерной модели на конечные элементы (КЭ) имеет для успешного проведения вычислений решающее значение. Быстрая сходимость вычислений требует более мелкое разбиение областей с высокими градиентами полей. Также области, представляющие интерес для разработчика, должны разбиваться более мелкой сеткой КЭ, чтобы получить сравнительно гладкое поведение кривых зависимостей величин электромагнитных полей. Для нашего случая это область между полюсами устройства намагничивания и в местах с высокими градиентом электромагнитного поля. Количество КЭ в областях, где распределение напряженности электромагнитного поля не представляет интереса, можно сокращать в соответствии с критерием Найквиста-Котельникова [1]. Расчёты проводились с использованием линейных, квадратичных и кубических элементов Лагранжа. Выбор алгоритма решения и его параметров сильно влияет на достоверность вычислений, а допущенные ошибки решения выявляются с трудом. Так же очень важно оптимизировать вычисления. Даже не очень сложная трехмерная модель рассчитывается десятки минут на компьютерах с 2 Гбайт оперативной памяти, а нелинейные нестационарные модели могут рассчитываться многие часы даже на очень мощном компьютере. Для наших расчётов был использован 4-х ядерный компьютер с 60 Гбайт оперативной памяти. В форме графиков и в двумерном представлении можно вывести практически все основные параметры электромагнитного поля в любом направлении, сечении или выбранном объёме. Также возможно получить интегрированные по выбранной плоскости или объёму значения основных параметров электромагнитного поля. Более подробно о возможностях программы можно узнать из специальной литературы [1].

Теория

Электромагнитные поля описываются векторными уравнениями Максвелла. Уравнения Максвелла устанавливают зависимость между электромагнитными величинами

нами – интенсивностью электрического поля $\mathbf{E}$, электрического смещения или электрической магнитной индукцией $\mathbf{D}$, интенсивностью магнитного поля $\mathbf{H}$, плотностью магнитного потока $\mathbf{B}$, плотностью тока $\mathbf{J}$ и электрической плотностью заряда ρ .

В электромагнитной теории возникающие в динамических электромагнитных системах электрические токи описываются законами Лоренца и Ленца. При движении ДС сила Лоренца вызывает вихревые токи в ферромагнитной стали трубы, плотность которых выражена уравнением [1]:

$$\mathbf{J}^B = \sigma \mathbf{n} \times \mathbf{B}$$

где $\mathbf{J}^B$ обозначает плотность вихревых токов в трубе; $\mathbf{n}$ обозначает скорость магнитной системы, создающей плотность магнитного потока $\mathbf{B}$ в трубе; σ представляет удельную проводимость стали трубы.

Электромагнитное поле движущегося с постоянной скоростью ДС рассматривается как магнитостатическая проблема. Электромагнитное поле в магнитостатике описывается модифицированными уравнениями Максвелла [1]:

$$-\nabla \cdot (-\sigma \mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + \sigma \nabla V - \mathbf{J}^e) = 0$$

$$-\nabla \times (\mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) - \sigma \mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + \sigma \nabla V = \mathbf{J}^e$$

где $\mathbf{A}$ – магнитный векторный потенциал, V – электрический потенциал, $\mathbf{J}^e$ – плотность источников тока. Член $-\sigma \mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{A})$ представляет ток, генерируемый движением с постоянной скоростью в статическом магнитном поле $\mathbf{J}^B = \sigma \mathbf{n} \times \mathbf{B}$. Член $-\sigma \nabla V$ представляет ток, генерируемый статическим электрическим полем $\mathbf{J}^E = \sigma \mathbf{E}^e$ (отсутствует в модели ДС).

Расчёт численными методами полных нестационарных и нелинейных трехмерных электромагнитных полей представляет определённые сложности даже с использованием современной вычислительной техники и численных методов расчёта. К основным численным методам расчёта можно отнести метод конечных разностей, метод конечных элементов, метод граничных элементов и другие. Авторами рассматривались возможности проведения расчётов с использованием коммерческих программ ANSYS, COMSOL и MAFIA. Для решения поставленной задачи была выбрана программа COMSOL [1]. Подобные проведенным в данной работе расчёты можно с успехом применить для анализа электромагнитных полей в разнообразных областях неразрушающего контроля.

Расчёты

Оптимизация граничных условий и геометрических размеров модели

Переход от двумерной к трехмерной модели

Предварительно были проведены расчёты магнитного поля для трехмерного стационарного случая ($v=0$ м/с) с использованием магнитного скалярного потенциала V для всех трехмерных моделей (рис. 2). Из-за большого количества КЭ и увеличения числа расчётных переменных магнитного поля при расчёте трехмерных моделей время вычислений по сравнению с расчётами двумерных моделей резко возросло и иногда достигало 10 часов. На время проведения расчётов значительное влияние оказывают условия разбиения модели на КЭ. Предварительные вычисления проводились с использованием линейного, квадратного и кубического КЭ Лагранже. При вычислении трехмерных моделей с использованием скалярного потенциала V_m количество линейных КЭ в расчётной модели может превышать 10^6 . Это делает возможным более точную аппроксимацию распределения магнитного поля, даже с учётом неустойчивости решений в узлах линейного КЭ.

На рис. 3 приведено изображение модуля индукции магнитного поля B_n для 1/72-модели ДС (рис. 2, б) в стационарном случае. Толщина трубы составляла 19 мм. Расчёт проводился с использованием скалярного магнитного потенциала с учётом ВН-

кривой. Числовые данные значений магнитного поля были выведены по линии оси НУ (линия А, $\varphi = 0^\circ$, $z = 0 - 50$ мм, $x = 0$) между внутренними кромками полюсов НУ и по окружности (линия R, $\varphi = 0^\circ - 10^\circ$, $z = 0$), лежащей в плоскости, перпендикулярной оси трубы и проходящей через середину НУ.

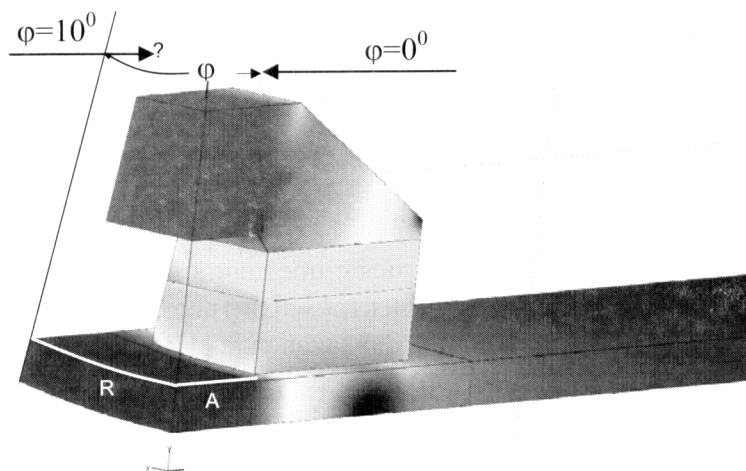


Рис. 3. Модуль индукции магнитного поля B_n в стационарном случае для трубы толщиной 19 мм

Данная модель была рассчитана с применением линейного, квадратного и кубического типов КЭ. На рис. 4 приведены зависимости горизонтальной компоненты H_z напряжённости магнитного поля на поверхности трубы от положения между полюсами магнита НУ (линия А на рис. 3). Для сравнения приведена также компонента H_z , вычисленная из двумерной модели.

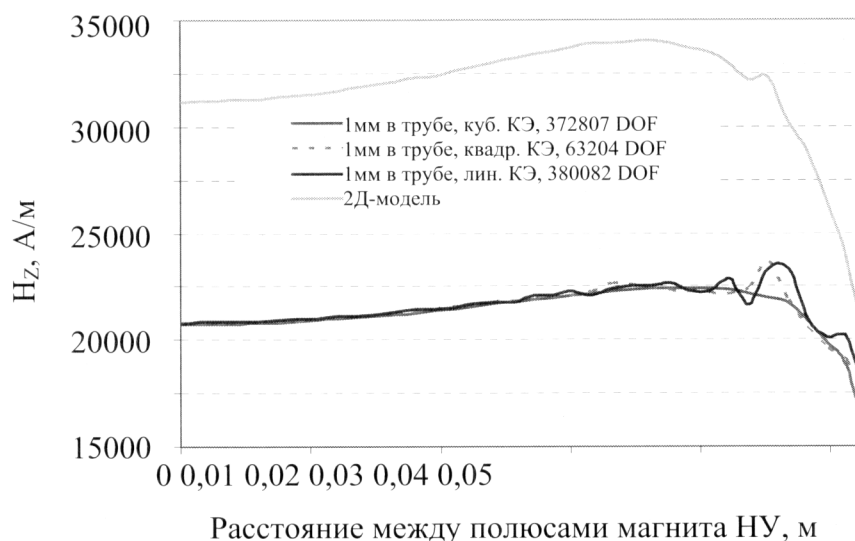


Рис. 4. Зависимость напряжённости магнитного поля H_z от расстояния z в аксиальном направлении (трехмерная модель: линейный, квадратичный и кубический КЭ; двумерная модель: квадратичный КЭ) на расстоянии до внутренней кромки полюса НУ и по оси симметрии НУ на поверхности трубы с толщиной стенки 19 мм

Использование кубического КЭ в сравнении с линейным обеспечивает более плавный ход зависимостей при сравнимом количестве степеней свободы (Degree Of Freedom, DOF), хотя количество КЭ в 2,5 раза меньше. Время вычисления для кубиче-

ского КЭ составило 8,4 ч, а для линейного КЭ 5,0 ч. Кривая H_z для квадратного КЭ в области высоких градиентов э-м-поля имеет подобные линейному КЭ флуктуации H_z , хотя количество КЭ в 3,4 меньше, а время вычисления составило только 47 мин. Напряженность поля H_z в случае расчёта двумерной модели качественно имеет подобную зависимость, а абсолютные значения в геометрическом центре НУ на поверхности трубы ($z=0$, $\varphi=0^0$) превышают почти в 1,5 раза значения H_z в случае расчёта 3D модели.

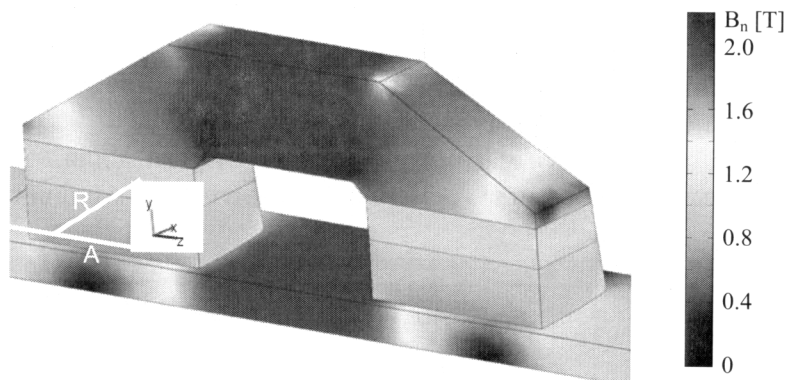


Рис. 5. Распределение модуля индукции магнитного поля B_n на поверхностях НУ и трубы с толщиной стенки 19 мм. $v = 0$ м/с

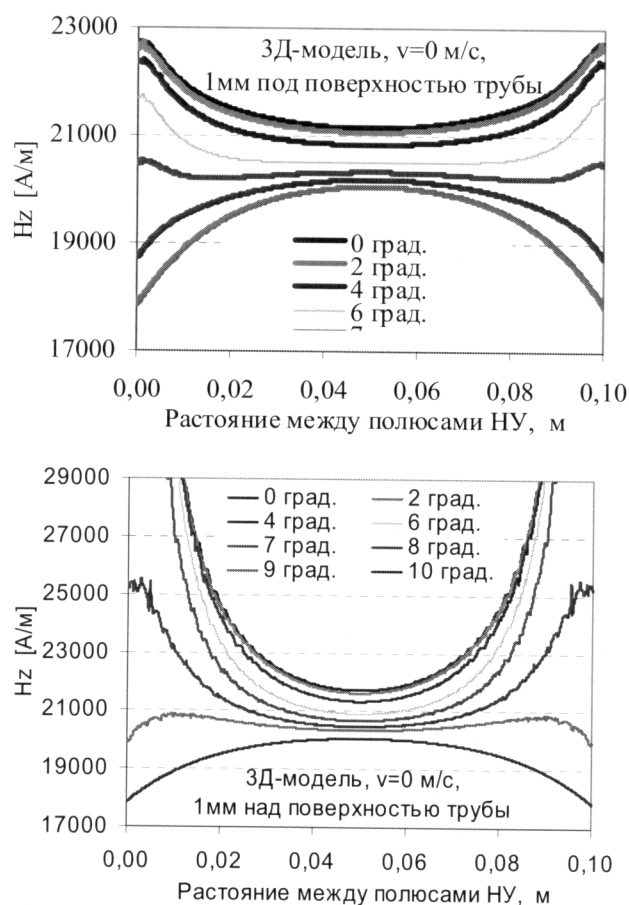


Рис. 6. Зависимость напряжённости магнитного поля H_z в трубе на глубине 1 мм (слева) и на высоте 1 мм (справа) над поверхностью трубы между полюсами магнитов НУ от координаты z для различных значений угла φ при $v=0$ м/с

Трёхмерные расчёты 1/36 модели рис. 2, а в статическом случае в трубе с толщиной стенки 19 мм ($v=0$ м/с) проводились с граничными условиями магнитной изоляции на торцах и наружной боковой поверхности с использованием скалярного и векторного магнитных потенциалов. Результаты вычислений в интересующей нас области между полюсами НУ совпадают. На рис. 5 показано распределение индукции магнитного поля B_n на поверхностях трубы и НУ. Распределение напряжённости магнитного поля H_z в трубе на глубине 1 мм ($y=448$ мм) и на высоте 1 мм ($y=446$ мм) над внутренней поверхностью трубы в воздухе между полюсами НУ вдоль оси z для различных значений угла φ в статическом случае показано на рис. 6 слева и справа соответственно. При $\varphi=0^\circ$ линия А показанных на рис. 6 значений H_z лежит посередине НУ (см. рис. 3), а при $\varphi=10^\circ$ линия А лежит посередине между двумя соседними НУ.

Распределение напряжённости магнитного поля H_z от угла φ для $z=0$ (линия R посередине между магнитными полюсами НУ, см. рис. 3) на глубине 1 мм под поверхностью

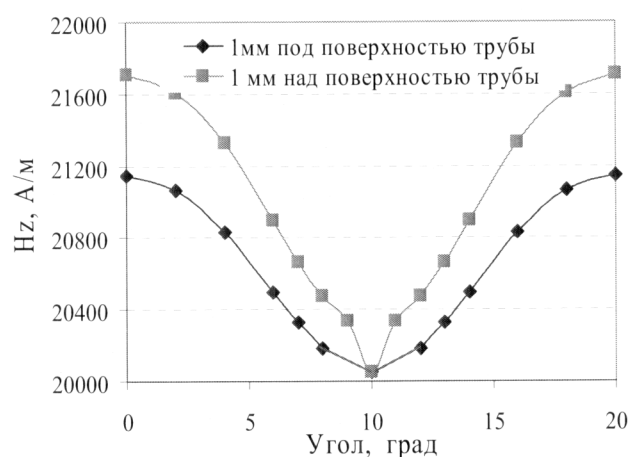


Рис. 7. Зависимость напряжённости магнитного поля H_z в трубе между двумя магнитами НУ при $z=0$ и $v=0$ м/с на глубине 1 мм (а) и на высоте 1 мм (б) над поверхностью трубы от угла φ для трубы с толщиной стенки 19 мм

трубы и 1 мм над поверхностью трубы показано на рис. 7. Отличие напряжённости магнитного поля H_z в середине между полюсами НУ (угол $\varphi=0^\circ$, $z=0$) от значения H_z в середине между двумя соседними НУ (угол $\varphi=10^\circ$, $z=0$) составляет примерно 2,5 %.

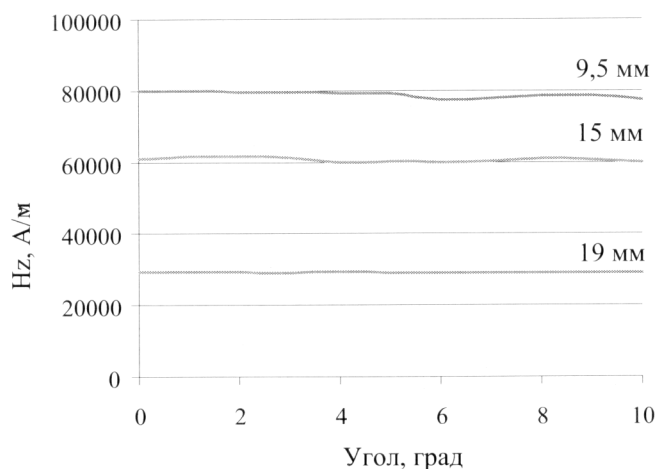


Рис. 8. Зависимость напряжённости магнитного поля H_z в середине НУ ($z=0$) на глубине 1 мм под поверхностью трубы как функция угла φ при трёх толщинах стенки трубы и $v=0$ м/с

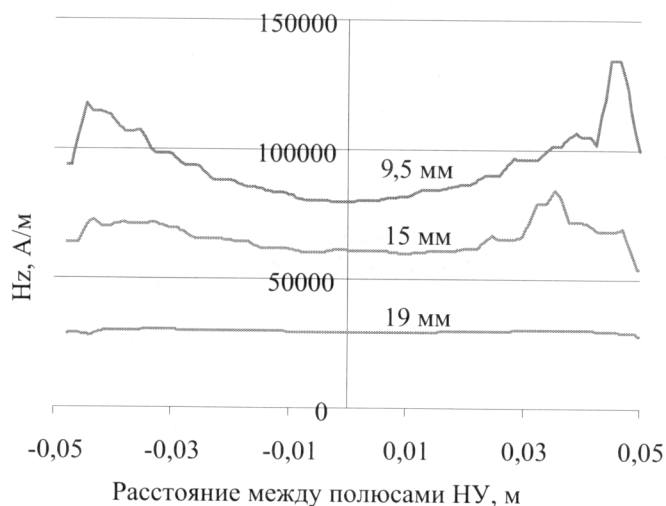


Рис. 9. Зависимость напряженности магнитного поля H_z между полюсами НУ на глубине 1 мм под поверхностью трубы от расстояния между полюсами при различных толщинах стенки трубы и $v=0$ м/с)

Для статического случая были рассчитаны магнитные поля для труб с толщиной стенки 9,5, 15 и 19 мм. Расчёт проводился как с магнитным скалярным потенциалом, так и с векторным потенциалом. Зависимость напряженности магнитного поля H_z на глубине 1 мм в трубе и на высоте 1 мм в воздухе от угла φ при $z=0$ и в осевом направлении от z при $\varphi=0$ и $x=0$ для этих трёх толщин стенки трубы представлены на рис. 8 и 9. Вариации H_z от φ не превышают 3 % при всех толщинах стенки.

Трёхмерный расчет распределения напряженности магнитного поля в динамическом случае

Так как расчёты движущихся объектов проводятся с векторным потенциалом, количество переменных значительно увеличивается и расчёты занимают значительно большее время даже по сравнению с магнитостатическими трёхмерными расчётами с использованием магнитного скалярного потенциала. Проведение таких расчётов требует уже значительно лучшего понимания работы расчётных программ и теории электромагнитных полей. Расчёт модели ДС в движении начинается с решения статической линейной задачи, затем проводится расчёт в статическом нелинейном случае и затем проводятся расчёты в движении.

Так как при движении НУ дефектоскопического снаряда в стенке трубы индуцируются вихревые токи, расчёты трёхмерной модели были проведены с другими граничными условиями. Граничными условиями на обоих торцах модели являлась электрическая изоляция. Это означает, что индуцированные вихревые токи на торцевых поверхностях модели не имеют нормальной компоненты. Магнитные поля через эти поверхности могут проникать. На наружной боковой поверхности, как и раньше, граничными условиями является магнитная изоляция. На рис. 10 показано распределение модуля индукции магнитного поля B_n на поверхностях НУ и трубы с толщиной стенки 19 мм. при скорости движения ДС $v = 1,0$ м/с. Магнитное поле в стенке трубы искажается под влиянием наводимых вихревых токов вследствие движения ДС.

На рис. 11 представлены распределения H_z между магнитными полюсами при $v=0; 0,5; 1,0$ и $2,0$ м/с вдоль оси z между полюсами НУ на глубине 1 мм под поверхностью трубы. Толщина стенки трубы составляла 19 мм. Значения H_z почти в 2 раза меньше их значений, полученных в расчётах трёхмерной стационарной модели (рис. 6). Это различие может быть связано с установлением разных граничных условий на торцевых сторонах моделей. Изменение H_z между полюсами магнитов достигает 40 % при скорости ДС 2 м/с относительно

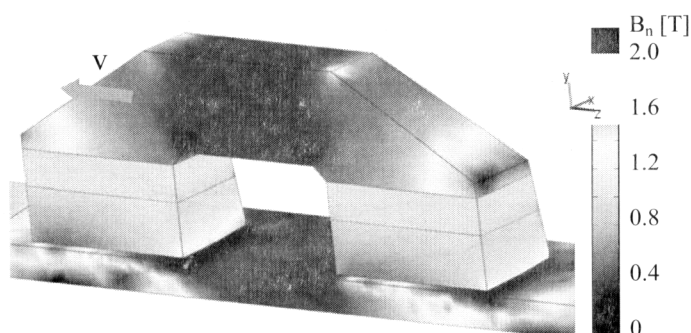


Рис. 10. Распределение модуля индукции магнитного поля B_n на поверхностях НУ и трубы с толщиной стенки 19 мм. $v = 1,0$ м/с

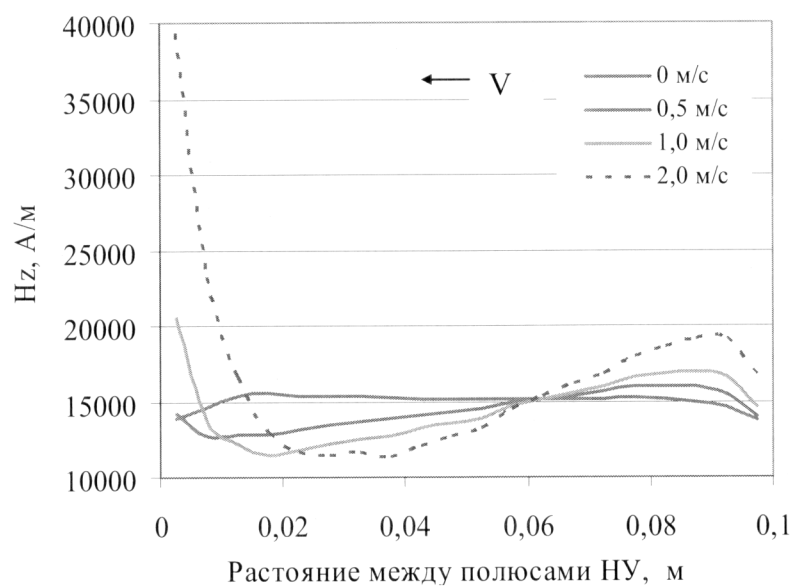


Рис. 11. Зависимость напряженности магнитного поля H_z между полюсами НУ на глубине 1 мм под поверхностью трубы от расстояния между полюсами при различных скоростях ДС для трубы с толщиной стенки 19 мм

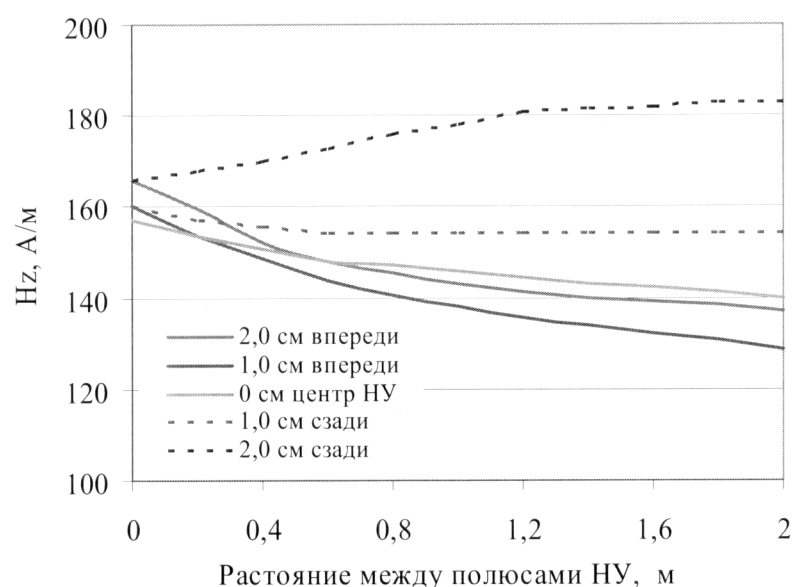


Рис. 12. Напряженность магнитного поля H_z на высоте 1 мм над поверхностью трубы как функция относительной скорости между НУ и трубой для различных позиций между полюсами НУ ($z=0, \pm 1, \pm 2$; $x=0$; $\varphi=0$)

его значения в стационарном случае. Поле перед передним полюсом НУ снижается, а со стороны заднего полюса увеличивается. Поэтому ЭМА-катушки необходимо устанавливать ближе к задним по направлению движения полюсам намагничивающих устройств ДС. Распределение напряженности магнитного поля соответствует качественно распределению, достигаемому при применении граничных условий магнитной изоляции на торце и наружной боковой поверхности.

На рис. 12 показана напряженность магнитного поля H_z на высоте 1 мм над поверхностью трубы как функция относительной скорости между НУ и трубой для различных позиций между полюсами НУ ($z=0, \pm 1, \pm 2$; $x=0$; $\varphi=0$). НУ движется в направлении отрицательных значений координаты z . Толщина стенки трубы равна 19 мм. При возрастании скорости ДС величина напряженности магнитного поля H_z падает до – 19 % при 2 м/с, и лишь для позиции 2 см возрастает примерно на +12 % при 2 м/с.

Выводы

- Толщина стенки трубы имеет сильное влияние на горизонтальную напряженность магнитного поля между полюсами НУ. При расчёте трёхмерной модели ДС с выбранной геометрией НУ в статическом случае для трубы с толщиной стенки 19 мм и диаметром 900 мм напряжённость магнитного поля H_z между полюсами НУ достигает примерно 300 А/см на поверхности трубы. При толщине стенки трубы 9,5 мм H_z поднимается более, чем в два раза до 810 А/см.
- В целом расчёты модели показывают, что напряженность поля в стенке трубы между полюсами НУ в месте расположения ЭМА катушек при возрастании скорости ДС будет снижаться. При больших толщинах стенки рост скорости ДС сильнее действует на H_z , чем при малых толщинах стенки.
- В статическом случае максимальное отклонение напряженности магнитного поля H_z по окружности трубы (зависимость от угла φ) по сравнению с её максимальным значением в середине НУ на глубине 1 мм ниже поверхности трубы ($z=0$, $\varphi=0^\circ$, $x=0$, $y=0.448$) составляет примерно 2,5 %. При движении ДС до 2 м/с вариации H_z в трубе в плоскости, проходящей через середины НУ имеют примерно такую же величину.
- Напряженности магнитного поля, полученные в двумерных расчётах, значительно превышают значения, полученные при трехмерном моделировании. Это объясняется как уменьшением на 30 % объёма магнитов, так и изменившимися условиями протекания вихревых токов в случае движения ДС.

Расчёты показали, что результаты моделирования сильно зависят от поставленных граничных условий и допущений. Особенно сильно влияет ход кривой ВН в области высоких значений H . Маленькие вариации в этой области начальной кривой намагничивания отвечают за изменения эффекта скорости, либо повышение, либо понижение при движении, а также за абсолютные значения H_z .

В целом вычисления показали, что достигнутые напряженности поля слишком большие для исследованных толщин стенки трубы по сравнению с нужной величиной напряженности магнитного поля, которая считается для датчика ЭМА оптимальной. Вследствии нелинейной зависимости результатов расчётов от размеров трубы и НУ невозможно простое масштабирование с целью уменьшения размеров НУ и тем самым достижения оптимальных значений H_z . Для этого требуются оптимизационные расчёты с меньшими НУ.

Список литературы

1. COMSOL Multiphysics. User's Guide, 2005.