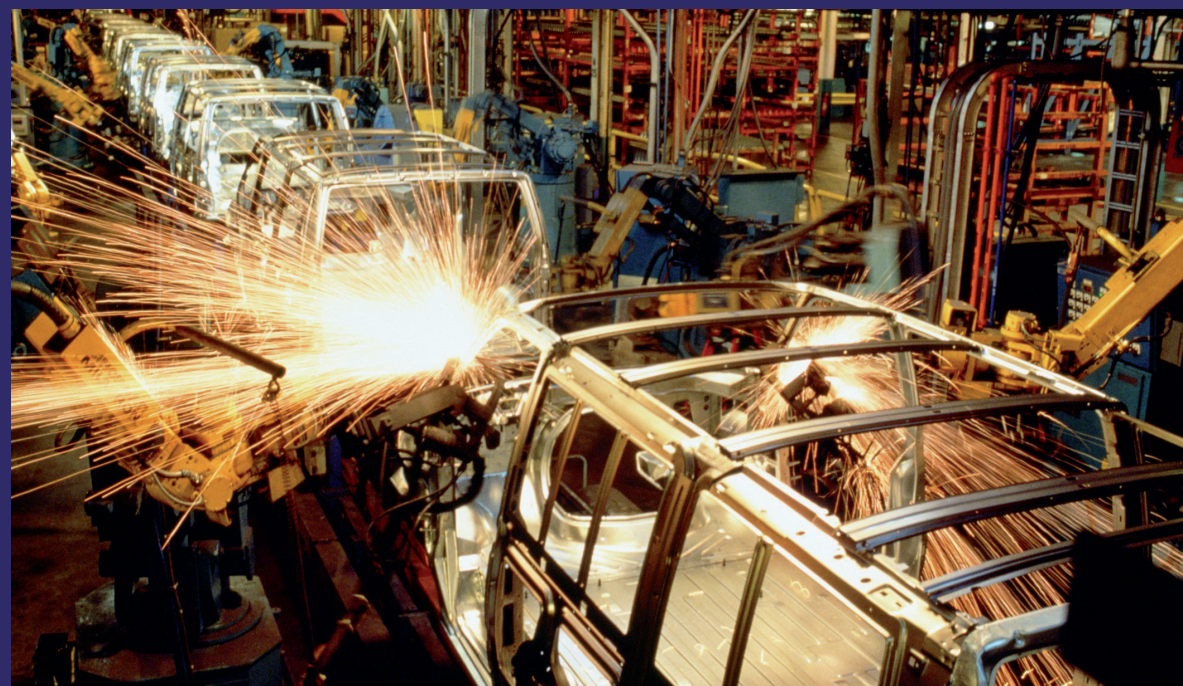
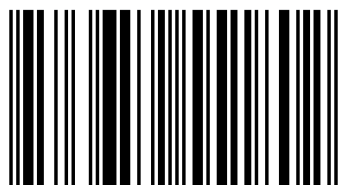


Монография посвящена методам измерения электромагнитных характеристик тонкостенных листовых металлов в условиях магнитно-импульсной обработки, позволяющие повысить эффективность индукторных систем, как инструментов магнитно-импульсного притяжения. В книге представлены «метод встречных магнитных полей для определения удельной электропроводности листовых металлов» (позволяет делать бесконтактные измерения параметра обрабатываемых объектов в современных магнитно-импульсных технологиях), а также метод измерения магнитной проницаемости объектов обработки в режиме реального силового притяжения заданных участков тонкостенных листовых металлов с помощью импульсных магнитных полей. Для практики магнитно-импульсных технологий необходимыми и актуальными являются разработки новых методов измерения электромагнитных характеристик объектов обработки - тонкостенных листовых металлов, которые и представлены в данном издании.

Измерения электрофизических параметров



Батыгин Юрий Викторович - электрофизик, докт.тех.наук, профессор кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета(ХНАДУ). Чаплыгин Евгений Александрович - электрик, канд.тех.наук, доцент кафедры физики ХНАДУ. Барбашова Марина Викторовна - специализация прикл. физика, канд.тех.наук, ст. преподаватель кафедры физики ХНАДУ.



978-3-659-55180-2

Батыгин, Чаплыгин, Барбашова

Методы измерения электрофизических параметров листовых металлов в МИОМ

Юрий Викторович Батыгин
Евгений Александрович Чаплыгин
Марина Викторовна Барбашова

LAP
LAMBERT
Academic Publishing

**Юрий Викторович Батыгин
Евгений Александрович Чаплыгин
Марина Викторовна Барбашова**

**Методы измерения электрофизических параметров листовых
металлов в МИОМ**

**Юрий Викторович Батыгин
Евгений Александрович Чаплыгин
Марина Викторовна Барбашова**

**Методы измерения
электрофизических параметров
листовых металлов в МИОМ**

LAP LAMBERT Academic Publishing

Impressum / Выходные данные

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek: Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Alle in diesem Buch genannten Marken und Produktnamen unterliegen warenzeichen-, marken- oder patentrechtlichem Schutz bzw. sind Warenzeichen oder eingetragene Warenzeichen der jeweiligen Inhaber. Die Wiedergabe von Marken, Produktnamen, Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen u.s.w. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutzgesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Библиографическая информация, изданная Немецкой Национальной Библиотекой. Немецкая Национальная Библиотека включает данную публикацию в Немецкий Книжный Каталог; с подробными библиографическими данными можно ознакомиться в Интернете по адресу <http://dnb.d-nb.de>.

Любые названия марок и брендов, упомянутые в этой книге, принадлежат торговой марке, бренду или запатентованы и являются брендами соответствующих правообладателей. Использование названий брендов, названий товаров, торговых марок, описаний товаров, общих имён, и т.д. даже без точного упоминания в этой работе не является основанием того, что данные названия можно считать незарегистрированными под каким-либо брендом и не защищены законом о брендах и их можно использовать всем без ограничений.

Coverbild / Изображение на обложке предоставлено: www.ingimage.com

Verlag / Издатель:

LAP LAMBERT Academic Publishing

ist ein Imprint der / является торговой маркой

OmniScriptum GmbH & Co. KG

Bahnhofstraße 28, 66111 Saarbrücken, Deutschland / Германия

Email / электронная почта: info@lap-publishing.com

Herstellung: siehe letzte Seite /

Напечатано: см. последнюю страницу

ISBN: 978-3-659-55180-2

Copyright / АВТОРСКОЕ ПРАВО © 2016 OmniScriptum GmbH & Co. KG

Alle Rechte vorbehalten. / Все права защищены. Saarbrücken 2016

ВВЕДЕНИЕ

Магнитно-импульсная обработка металлов (в аббревиатуре – МИОМ) – отрасль обрабатывающих технологий, которая уже нашла довольно широкое применение в отдельных областях промышленного производства (например, автомобилестроение, авиапромышленность ведущих стран мира).

Магнитно-импульсная обработка металлов позволяет выполнять технологические операции, неосуществимые другими методами. А именно, речь идет о внешней бесконтактной рихтовке металлов с различными электромагнитными характеристиками. Это могут быть ферромагнетики – разные стали, или неферромагнетики – алюминиевые сплавы, получившие широкое распространение в современном промышленном производстве. Разработки разного рода технических систем для выравнивания заданных участков со стороны внешней поверхности тонкостенных листовых металлов инициированы, в первую очередь, спросом на выполнение операций по реставрации корпусов самолётов и кузовных покрытий автомобилей.

Естественно, что повышение качества и эффективности магнитно-импульсной обработки тонкостенных листовых металлов является неотъемлемой задачей ее дальнейшего развития. Для решения этой задачи одним из главных вопросов является необходимость проведения измерения электромагнитных параметров (в частности, магнитных характеристик и удельной электропроводности) обрабатываемого металлического элемента конструкции автотранспортного средства. От данного знания и будет зависеть выбор, как способа, так и метода самой обработки (ремонта, рихтовки, восстановления).

Измерения различных физических параметров в настоящее время занимает важное место в технологическом процессе производства. Одним из важнейших вопросов развития современного производства является использование различных металлов и сплавов, это обусловлено как экономическими, так и техническими показателями (прочность, доступность в

обработке и обслуживании, массогабаритные показатели и др.). Методы измерения активно используются на стадии выходного контроля изготовленных материалов, заготовок и изделий.

В связи с выше сказанным, перспективным является решение вопросов измерения основных рабочих свойств и параметров объекта обработки, а именно электромагнитных характеристик (удельной электропроводности и магнитной проницаемости) металлического элемента конструкции автотранспорта. Решение данной задачи для использования в условиях магнитно-импульсной обработки тонкостенных листовых металлов сложно проводить с помощью известных методов и средств измерения.

Таким образом, необходимость разработки новых решений для определения как электрических, так и магнитных характеристик, позволяющих реализовать на практике производственные программы по непосредственному магнитно-импульсному притяжению заданных участков тонкостенных листовых металлов, является актуальной научно-практической задачей.

В данной монографии изложены четыре раздела, каждый из которых дополняют общую картину того, каким образом можно увеличить качество и эффективность магнитно-импульсной обработки тонкостенных листовых металлов.

В первом разделе представлены актуальность и обзор методов и устройств, существующих на данном этапе развития современной промышленности, с помощью которых производится измерения электромагнитных параметров металлических образцов.

Во втором разделе показаны теоретические исследования, а также разработанные модельные схемы по измерению удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов.

В третьем разделе представлено теоретическое обоснование метода измерения магнитной проницаемости тонкостенных листовых металлов для использования в магнитно-импульсной обработке.

В четвертом разделе приведены экспериментальные результаты разработанных средств измерения магнитной проницаемости и удельной электропроводности листовых проводников. Показаны итоги выполнения экспериментальных исследований для определения электромагнитных характеристик тонкостенных листовых металлов, в режиме рабочих частот действующих магнитно-импульсных полей.

Весь материал, представленный в монографии, имеет важное практическое значение для машиностроения, ремонта и эксплуатации транспортных средств. Значимость заключается в совершенствовании методов измерения электромагнитных характеристик тонкостенных листовых металлов нацеленных на повышение эффективности магнитно-импульсной обработки металлических образцов.

РАЗДЕЛ 1
АКТУАЛЬНОСТЬ И ОБЗОР МЕТОДОВ И УСТРОЙСТВ ДЛЯ
ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ

1.1 Исторические аспекты магнитно-импульсной обработки металлов (МИОМ)

В двадцатые годы прошлого столетия впервые была высказана идея использования энергии импульсных магнитных полей советским физиком, академиком П. Л. Капицей [14, 15, 16]. Он обратил внимание общественности на появление мощных электродинамических сил в электротехнических установках, которые в то время использовались для исследований физических свойств материалов при воздействии сильных электромагнитных полей. А первые попытки использования их энергии для технологических целей относятся к концу пятидесятих годов двадцатого столетия.

Первая магнитно-импульсная установка (МИУ) была изготовлена американской фирмой "General Dynamics Corporation" и продемонстрирована на Второй Международной конференции («The Nuclear Energy for The Piece Goals») в Женеве в 1958 [17].

Информация о магнитно-импульсной обработке металлов (МИОМ) стала появляться в научной периодике, начиная с шестидесятых годов. Существует достаточно большое число публикаций на эту тему, однако, обобщающих трудов с комплексным анализом проблемы до определённого времени практически не было. Исключение составлял «Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов», изданный в СССР в 1977 году [18]. И гораздо позднее, в 2003 году, появилась монография «Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий» [19], ставшая следующим шагом в комплексном осмыслении проблемы использования полей для широкомасштабного

производства и содержащая анализ электромагнитных процессов в рабочих зонах индукторов – инструментов магнитно-импульсного метода.

В середине 1960-х фирмы Германии («Siemens» [20-24], «Hahn and Kolb»), лаборатории Великобритании («Wickmen», «Machine Tools»), Франции («General D'Electricity»), Швейцарский научный центр («General Atomic Europe» [25-28]) и японские компании («Mitsubishi Danky», «Dzankusu Cabusiky Kise») начали разработки магнитно-импульсных комплексов для решения производственных задач.

Следует отметить, что в СССР ведущим научным центром в области магнитно-импульсных технологий являлся НТУ «ХПИ», где, по инициативе кандидата технических наук С. М. Фертка и под руководством кандидата технических наук, профессора И. В. Белого, доктора технических наук, профессора Л. Т. Хименко и кандидата технических наук, старшего научного сотрудника Л. Д. Горкина, начиная с 1963 года, проводились фундаментальные исследования по МИОМ, и, исходя из полученных результатов, были созданы и внедрены в различные отрасли промышленности более 160 уникальных разработок [29-39].

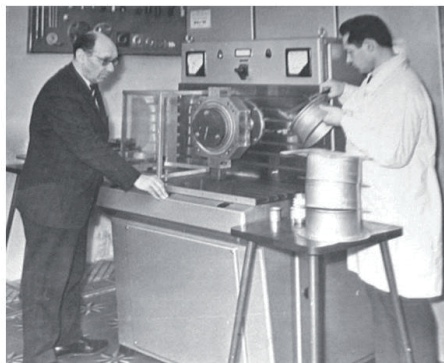


Рисунок 1.1 – Основоположники МИОМ в СССР: канд. техн. наук, доц. С.М.Фертка (слева) и канд. техн. наук, проф. И. В. Белый (справа) за опытным изготовлением алюминиевых деталей на первой установке типа МИУ-20/1 с запасаемой энергией в 20 кДж



Рисунок 1.2 – Технологические установки МИОМ на потоке – производственный участок по выпуску установок МИОМ

Интенсивное развитие полевых технологий продолжалось приблизительно до начала восьмидесятых годов двадцатого столетия. Но уже до конца девяностых отмечался спад. К причинам, породившим такую рецессию можно отнести как технические, так и социальные факторы. Что касается первых, то они непосредственно связаны со стремлением к универсальности конструкций установок и инструментов – индукторных систем для решения различных производственных задач. Но, на первый взгляд преимущество, оказалось, в результате, большой проблемой, в связи с непредвиденным снижением качества обработки. Следует подчеркнуть, что вопросы экологии и ресурсосбережения (ключевые достоинства МИОМ) в то время еще не приобрели первостепенной значимости [40].

Общество двадцать первого века столкнулось с серьезнейшими проблемами, о которых еще пару десятков лет никто и не задумывался. Это, в первую очередь, истощение природных ресурсов, загрязнение и даже отравление нашей планеты. Человечество уже обладает высокопроизводительными технологиями в различных сферах деятельности. Рост производительности перестает быть основной задачей научно-технического прогресса. На первые места выходят экология, ресурсо- и энергосбережение.

В связи с этим в настоящее время наблюдается рост повышенного интереса к магнитно-импульсным технологиям. Убедительным доказательством этого утверждения является 1 Международная конференция по высокоскоростной формовке, проведенная впервые после 10 – 12-летнего затишья в этой области науки в марте-апреле 2004 г. Дортмундским университетом при поддержке German Research Foundation (“Collaborative Research Center”) в соответствии с широкой программой международного сотрудничества “Integration of Forming, Cutting and Joining for the Flexible Manufacture of Light-weight Frame Structures” [41].

Немаловажным фактором в пользу развития магнитно-импульсных технологий является эффект гиперпластичности металлов, обнаруженный профессором Университета штата Огайо Гленом Дэйном и представленный научной общественности на конференции в 2004 году [42, 43].

Сущность эффекта состоит в том, что при воздействии кратковременных импульсных нагрузок относительные деформации металлических образцов могут достигать до 200%. В связи с тем, что появившиеся в автомобилестроении новые лёгкие и достаточно прочные сплавы алюминия с различными добавками не обладают пластичностью, позволяющей их механическую обработку известными традиционными методами – этот эффект представляет огромный интерес для данной отрасли и не только.

На практике, использование электродинамических процессов, в частности таких, как простые операции притяжения или отталкивания, вошло в историю достаточно давно. Энергию же электромагнитных полей для выполнения более сложных операций стали использовать лишь в последние годы. Это связано с новым этапом направления и развития исследований, внедрения их результатов в разработки магнитно-импульсных установок (МИУ), как источников электромагнитной энергии, и индукторных систем, как инструментов метода.

Стоит особенно отметить работы проф. В. М. Михайлова, одним из первых представившего результаты численного анализа процессов взаимодействия магнитных полей с проводящими средами [44-46].

В начальный период изучение процессов при МИОМ и их обоснование носило ограниченный интуитивный, феноменологический характер. Но, как следует из литературных источников, с накоплением опыта применяется более совершенный математический аппарат, занимая все большее место в изучении проблематики МИОМ. Происходит эволюционное развитие от методики приближенных вычислений к более точным и обоснованным расчетам.

Также, в числе выше перечисленных авторов немалую роль занимают исследования таких ученых, как М. И. Баранова, В. И. Лавинского, Ю. В. Батыгина, А. В. Гнатова, Е.А. Чаплыгина, Г.С. Серикова [47-91].

В настоящее время в ХНАДУ продолжается теоретическое и экспериментальное изучение вопросов, связанных с выявлением естественной природы процессов, происходящих в магнитно-импульсных системах и установках. Проводится внедрение различных вариантов магнитно-импульсных систем (МИУ и индуктор-инструмент) в промышленное производство [92-98].

Впоследствии изучение вопросов МИОМ было продолжено авторами научного издания [40]. В этой монографии впервые был описан комплекс теоретических и экспериментальных исследований, в результате которых появились конструкции реально действующих инструментов, работающих на притяжение и позволяющих практически устранять вмятины на заданных участках поверхности листовых металлов [99].

Также в течение последних лет к разнообразным аспектам проблематики МИОМ обращались А. В. Легеза, В. В. Решетников, А. Ю. Бондаренко, Т. Т. Черногор, А. С. Противень и другие [52, 59, 63, 65, 66, 100].

При проведении исследований, а также в своих конструктивных реализациях авторы ранее перечисленных работ опирались на достаточно обширный и разнообразный круг публикаций в научных изданиях. Благодаря этому появлялись не только идеи общего характера, но и конкретные разработки. Эти работы, являются приоритетными, и, составляют научную основу для дальнейшего развития физико-математических расчётных моделей,

вычислительных методов, и, в конечном итоге, конструктивных решений задач теории и эксперимента.

Рассмотренные выше научные издания являются фундаментальными трудами, в которых последовательно раскрыты разнообразные аспекты МИОМ. Они не ограничиваются только лишь тонкими металлическими листами. Данные технологии можно аппроксимировать также на диэлектрические материалы, что значительно расширяет спектр применения полевых методов.

В свою очередь расширение диапазона использования МИОМ с теоретическим и экспериментальным обоснованием применения новых, более эффективных вариантов выглядит весьма актуальным практически и значимым теоретически.

В последние годы все усилия разработчиков направлены непосредственно как на усовершенствование существующих технологий и направления их использования [101], так и на поиск новых возможностей для применения МИОМ [40, 99].

1.2 Методы и устройства для измерения электрофизических характеристик металлических образцов

В современной промышленности применяются различные металлы и их сплавы, это обусловлено как экономическими, так и техническими показателями (прочность, доступность в обработке и обслуживании, массогабаритные показатели и др.). В связи с этим, остро встает вопрос об электрофизических параметрах (например, магнитные характеристики, удельная электропроводность и др.) обрабатываемого металлического элемента конструкции авто. От этого зависит выбор, как способа, так и метода самой обработки и, соответственно, качество, и эффективность обработки (ремонта, рихтовки, восстановления).

1.2.1 Измерения удельной электропроводности

Удельная электропроводность и сопротивление относятся к параметрам, с определением которых часто приходится встречаться на практике.

В настоящее время известен ряд методов их определения.

В общем случае, выбор того или иного метода и техники измерения при решении каждой конкретной задачи зависит от многих условий: вида измеряемого параметра, его значения, требуемой точности, особенностей объекта и т. п.[102]

К традиционным методам определения удельной электропроводности металлов относятся – метод амперметра и вольтметра, логометрический, мостовой и др.

1.2.1.1 Определение методом амперметра и вольтметра (косвенный метод). Этот метод основан на раздельном определении тока в цепи измеряемого сопротивления и напряжения на его зажимах и последующим вычислении значения сопротивления (закон Ома) по показаниям испытательных приборов. Достоинство метода заключается в простоте его реализации, недостаток – в сравнительно невысокой точности результата определения, которая ограничена классом точности применяемых измерительных приборов и методической погрешностью. Последняя обусловлена влиянием мощности, потребляемой измерительными приборами в процессе определения, другими словами – конечным значением собственных сопротивлений амперметра и вольтметра[102].

1.2.1.2 Определение логометрическим методом. Этот метод основан на определении отношения двух токов, один из которых протекает по цепи с измеряемым сопротивлением, а другой – по цепи, сопротивление которой известно. Оба тока создаются одним источником напряжения, поэтому нестабильность последнего в известных пределах практически не влияет на точность результата определения. Принципиальная схема содержит измерительный механизм на основе логометра магнитоэлектрической системы

с двумя рамками (прибор, измеряющий отношение двух электрических величин: токов или напряжений, а не абсолютные значения величин; принцип действия логометра основан на взаимодействии поля постоянного магнита и магнитных полей, вызванных токами, протекающими в двух рамках подвижной системы[103]). Измеряемое сопротивление может быть включено последовательно или параллельно относительно рамки измерительного механизма.

Напряжения питания логометра влияет на чувствительность его измерительного механизма к изменению измеряемого сопротивления и не должно быть ниже определенного уровня. Обычно напряжение питания логометров устанавливают с некоторым запасом по отношению к минимальному допустимому уровню [102].

1.2.1.3 Определение мостовым методом. Мосты постоянного тока предназначены для определения малых и средних сопротивлений. Они являются приборами сравнения, в которых в процессе каждого измерения происходит сравнение измеряемого сопротивления с мерой. В качестве меры используются эталонные резисторы, образующие плечи моста.

В мостах постоянного тока используется нулевой метод сравнения с мерой. Одна диагональ моста подключается к источнику питания, а другая диагональ – к индикатору равновесия моста (нуль-индикатору), который обнаруживает равенство потенциалов в этой диагонали.

По конструкции мосты делят на: одинарные (четырёхплечие) и двойные (шестиплечие). Как правило, индикатором равновесия в них служат гальванометры постоянного тока (стрелочные или зеркальные с оптическим указателем). К недостаткам мостов постоянного тока следует отнести: сложность конструкции, высокую стоимость, большое время измерения[103].

1.2.1.4 Неразрушающий контроль вещества. В настоящее время все более актуальным становится отходить от традиционных методов определения электрофизических параметров, потому что в ряде случаев, невозможно изготовить хорошие контакты, т.к. в процессе их изготовления возможно

образование дефектов, загрязнение металла и др. Кроме этого, возможны случаи, когда нужно производить неразрушающий контроль изделия больших размеров, и чувствительности приборов измеряющих напряжение не хватает, либо, просто нет возможности сделать контакты (непрерывный прокат). В этих и многих других случаях бесконтактные методы контроля сопротивления (удельной электропроводности) имеют преимущества.

На сегодняшний день неразрушающий контроль можно смело назвать одной из основ безопасности в самых различных областях. Поэтому в развитых странах методам неразрушающего контроля уделяется самое повышенное внимание.

По характеру взаимодействия с обследуемым объектом существуют следующие типы неразрушающего контроля: магнитный, электрический, вихретоковый, тепловой, радиоволновой, оптический, радиационный, акустический и метод проникающих веществ [104].

Все методы электромагнитного неразрушающего контроля основаны на регистрации взаимодействия электрических, магнитных и электромагнитных полей с объектами контроля либо на измерении электрических и магнитных характеристик объекта контроля.

Если сопоставить методы неразрушающего контроля между собой, то каждый из них применим для контроля только определенных типов материалов: вихретоковый – для хороших проводников электрического тока, магнитный – для ферромагнетиков, и т. д.

Следует иметь в виду различия в модификации методов в зависимости от их предназначения: измерение геометрических размеров, исследование химического состава и структуры, поиск объемных или поверхностных дефектов и т.д. Поэтому решение об использовании того или иного метода неразрушающего контроля необходимо принимать с учетом всех факторов, действующих при производстве или исследовании объекта контроля [105-107].

Наиболее интересными для рассмотрения в нашем случае является бесконтактный контроль удельной электропроводности, который очень часто

встречается в вихретоковой структуроскопии. Её теоретической основой [108, 109] является наличие корреляционных связей между электрическими характеристиками металлов и сплавов и их химическим составом или структурным состоянием. Поэтому, на основании измерений удельной электропроводности, возможно, контролировать структуру, однородность химического состава, механические свойства материала и т. п.[110].



Рисунок 1.3 – Современные устройства для бесконтактного определения удельной электропроводности материалов

Для контроля удельной электропроводности обычно применяется метод вихревых токов. Вихревой метод основан на анализе взаимодействия электромагнитного поля, создаваемого катушкой индуктивности с электромагнитным полем вихревых токов, наводимых в объекте. Используется в эксплуатации в основном для контроля деталей из немагнитных материалов. Для контроля не обязателен механический контакт датчика с проверяемой деталью. Метод обладает незначительной трудоёмкостью контроля, дает возможность осуществить дистанционное управление контролем. Достоинством метода является нечувствительность к загрязнению поверхности объекта контроля непроводящими веществами, давлению, влажности и загрязненности газовой среды. Простота конструкции преобразователя и возможность проведения бесконтактного контроля – еще одно преимущество вихретокового метода [108].

Интенсивность и распределение вихревых токов зависят от многих параметров объекта, таких как электрические и магнитные свойства материала, его геометрические размеры, от наличия в материале нарушений сплошности, взаимного расположения преобразователя и объекта контроля, и т. д. Это, с одной стороны, дает преимущества методу, так как позволяет осуществлять многопараметрические измерения, но в то же время затрудняет его применение, так как при контроле одного параметра другие являются мешающими, и их влияние необходимо уменьшать.

При контроле удельной электропроводности основными мешающими факторами являются зазор между накладным вихретоковым преобразователем и поверхностью контролируемого изделия, толщина контролируемого изделия (как правило, при толщинах менее 1 мм), а также температура объекта контроля, так как удельная электропроводность любого материала является термочувствительной величиной.

Среди существующих приборов для контроля удельной электропроводности наибольшее распространение получили ВЭ-17, предназначенные для контроля алюминиевых сплавов, и ВЭ-26Н – для контроля алюминиевых и медных сплавов[108]. Оба прибора малогабаритные, имеют автономное питание, снабжены миниатюрным накладным измерительным преобразователем. Наличие встроенного калибратора у прибора ВЭ-26Н не требует стандартных образцов удельной электрической проводимости для подготовки его к работе.

В этих и большинстве других измерителей удельной электропроводности решена задача отстройки от изменений зазора между измерительным преобразователем и контролируемой поверхностью. В частности в измерителе ВЭ-26Н для этой цели использован фазовый метод выделения информации.

Главным недостатком практически всех известных приборов для контроля удельной электропроводности является ее измерение без учета температуры окружающей среды, а следовательно, и температуры контролируемых изделий. При использовании этих приборов необходимо

дополнительно измерять температуру окружающей среды и пересчитывать полученные значения удельной электрической проводимости к значениям, соответствующим температуре +20°C, так как все корреляционные зависимости между удельной электропроводностью и структурными характеристиками материалов приводятся для этой температуры. Помимо температуры на электропроводность металлов и сплавов влияют концентрация примесей и атомы с некомпенсированными электронами.

Для решения этой проблемы в ЗАО «НИИИИ МНПО «Спектр» разработан новый вихретоковый структуроскоп ВЭ-26НП [111]. Вихретоковый структуроскоп, как и его предшественник – измеритель удельной электропроводности ВЭ-26Н [108], предназначен для неразрушающего контроля качества изделий из немагнитных сплавов на основе алюминия или меди путем контроля их удельной электрической проводимости или сортировки изделий по ее приращению относительно некоторого базового значения. Принцип работы структуроскопа основан на использовании метода вихревых токов с применением фазового способа обработки сигнала накладного преобразователя. Алгоритм работы прибора, реализованный посредством микроконтроллера позволяет измерять не только абсолютные значения удельной электрической проводимости, но и ее приращения, что позволило, при помощи структуроскопа ВЭ-26НП проводить измерения по «нулевому методу» [111]. При этом прибором измеряется не абсолютное значение удельной электропроводности, а его приращение относительно эталонного образца. В качестве эталона выбирается один образец из партии, который хранится в течение проведения измерений и по нему периодически производится подстройка прибора. В этом режиме предусмотрен ввод браковочного значения приращения удельной электропроводности, что существенно снижает трудоемкость контроля.

Вихретоковый структуроскоп ВЭ-26НП зарегистрирован в Реестре Системы сертификации средств измерений под № 010200048 и выдан сертификат соответствия №0000548.

Более современная версия представленных выше вихретоковых структуроскопов – это прибор SIGMASCOPE® SMP10 компании ХЕЛЬМУТ ФИШЕР. Прибор SIGMASCOPE® SMP10 измеряет электропроводность по методу вихревых токов в соответствии со стандартами DIN EN 2004-1 и ASTM E 1004. Высокая фазовая чувствительность прибора по отношению к измеряемому сигналу позволяют определять электропроводность металла даже без непосредственного контакта с ним, например, под слоем краски или синтетического покрытия толщиной до 500 мкм. При этом методе минимизировано влияние шероховатости поверхности на результаты контроля[112].

Также значительный вклад в развитие вихретокового контроля металлоизделий внесено профессорами, докторами технических наук Себко В. П., Горкунов Б. М. запатентовали способ неразрушающего контроля электромагнитных параметров цилиндрических объектов. Данная полезная модель предусматривает, что объект размещают в продольное переменное электромагнитное поле, которое возбуждает в нем вихревые токи, образующие свое электромагнитное поле вихревых токов, которое изменяет амплитуду и фазу результирующего магнитного потока в объекте. Вихревые токи возбуждают пропусканием через контакты на поверхности цилиндрического объекта переменного электрического тока с фиксированными значениями амплитуды и частоты, измеряют значение падения напряжения на объекте между контактами и угла фазового сдвига между током и падением напряжения, а затем, пользуясь установленными универсальными функциями преобразования, которые связывают параметры изделия с сигналами преобразователя, совместно определяют относительную магнитную проницаемость и удельную электропроводность. Данный способ более подробно описан в патенте [113]. Этот метод производит измерения электромагнитных параметров. Данный способ довольно таки трудоемкий, хотя и достаточно точный. Главным его недостатком является невозможность использования для тонкостенных листовых металлов.

Также в работах Себко В. П. представлен дифференциальный преобразователь с магнитопроводом для контроля толщины и электропроводности немагнитных листовых изделий. На величину выходных параметров устройства для измерения дифференциальным датчиком изменений толщины изделий могут оказывать существенное влияние различные факторы: соотношение геометрических размеров датчиков, изделия, частота намагничивающего тока, степень идентичности датчиков, материал магнитопроводов, изменение удельной электропроводности, величина воздушного зазора между преобразователем и изделием. Естественно, для того, чтобы измерять толщину изделия, необходимо полностью его промагнитить. С этой точки зрения, глубина проникновения магнитного поля должна быть больше толщины изделия. Однако, случай, когда глубина проникновения намного больше толщины исследуемого образца приводит к значительному снижению чувствительности преобразователя[114].

Резюмируя проведенное рассмотрение методов бесконтактного контроля удельной электропроводности, можно прийти к заключению о существенной ограниченности их возможностей.

Так, во-первых, исключается измерение для металлов с толщиной, меньшей величины эффективной глубины проникновения поля, во-вторых, предложения не работают для металлов, обладающих магнитными свойствами и т.д.

Указанные недостатки становятся особо значимыми и неприемлемыми при магнитно-импульсном деформировании тонкостенных листовых металлов, поскольку не позволяют идентифицировать важнейшую характеристику обрабатываемого объекта – удельную электропроводность, определяющую не просто эффективность, а практические возможности технологий с использованием энергии электромагнитных полей.

1.2.2 Определение магнитной проницаемости металлов

Большинство известных методов и устройств для определения магнитных характеристик являются узконаправленными, т.е. предназначены в основном для образцов, изготовленных в виде кольцевых или длинных цилиндрических стержней [115, 116].

Для простейшего и непосредственного определения проницаемости вещества образец изготавливается в форме тороида и на нем равномерно наматывается обмотка. Магнитное поле в тороиде поддается точному аналитическому подсчету, а общий поток измеряется. Измерение индуктивности в данном случае позволяют определить магнитную проницаемость.

Часто магнитную проницаемость удобнее измерять на образце в форме длинного прямого стержня, располагаемого внутри соленоида: в этом случае, как и в плоском конденсаторе [117], необходимо вносить поправку на краевой эффект. В случае сплошного тороида никакой поправки не требуется.

Производить магнитные измерения оказывается сложнее, чем электрические измерения, потому что при наличии железа и его сплавов предположение о линейности в очень малой степени соответствует действительности, а для других веществ магнитная проницаемость настолько мала, что с трудом поддается определению [117].

Приборы для определения магнитных характеристик классифицируют по их назначению, условиям применения, по принципу действия чувствительного элемента (датчика, или преобразователя). Приборы для измерения напряжённости поля, индукции и магнитного момента обычно называют магнитометрами, для измерения магнитного потока — флюксметрами или веберметрами; потенциала поля — магнитными потенциалометрами, градиента — градиентометрами; коэрцитивной силы — коэрцитиметрами и так далее. В соответствии с классификацией методов различают приборы, основанные на явлении электромагнитной

индукции, гальваномагнитных явлениях, на силовом (пондеромоторном) действии поля, на изменении оптических, механических, магнитных и других свойств материалов под действием магнитного поля (например, феррозонд), на специфических квантовых явлениях (например, квантовый магнитометр). Единая классификация приборов для магнитных измерений не разработана [117-119]

При выборе метода следует исходить из характера материала, а также из формы образца. Кроме того, большое значение для выбора метода имеет интервал полей, где будут измеряться магнитные свойства.

Ниже будут рассмотрены основные методы исследования магнитных характеристик веществ.

1.2.2.1 Метод вольтметра и амперметра. Магнитные характеристики в переменных полях промышленной частоты можно определить с помощью простейшего метода вольтметра и амперметра. Образец при этом методе используют в форме тороида или рамки, которую собирают из тонких пластин исследуемого вещества. На исследуемый образец наматывают измерительную и намагничивающую обмотки. Ток в цепи намагничивающей обмотки можно измерить при помощи амперметра электродинамической системы, а э.д.с. в измерительной обмотке измеряют вольтметром. Пропуская через намагничивающую цепь определенные значения тока и измеряя при помощи вольтметра э.д.с. по вторичной обмотке, рассчитывают магнитную индукцию и напряженность магнитного поля и строят кривую индукции. Далее используя полученные данные, определяют амплитудные значения проницаемости [117].

1.2.2.2 Баллистический метод. Метод определения значений магнитных величин (магнитного потока, магнитной индукции, напряжённости постоянного магнитного поля, различных видов проницаемости), а также электрической ёмкости по пропорциональному им количеству электричества, измеряемому при кратковременном импульсе тока, протекающего в измерительной цепи. Количество электричества определяется с помощью прибора с большим периодом свободных колебаний (например, баллистического гальванометра) по

первому наибольшему отклонению его указателя; искомая величина затем вычисляется по параметрам элементов измерительной схемы [118]. Кроме баллистических гальванометров, для измерения магнитного потока применяют веберметры, флюксометры [119,120].

1.2.2.3 Электродинамический метод. В основу этого метода положен эффект взаимодействия магнитного поля и рамки с током [116]. Рамку ставят в такое положение, когда момент сил, действующих на рамку, будет максимальным. Верхний конец нити жестко крепится с вращающей головкой, на которой для отсчета угла поворота рамки имеется нониус. Свободный конец вращающейся нити соединен с катушкой, через которую пропускают постоянный ток. Чтобы на подвижную систему не действовали воздушные потоки, ее помещают в стеклянную трубку. При включении магнитного поля рамка повернется на некоторый угол. С помощью головки рамка возвращается в нулевое положение, и по нониусу, расположенному у винта, отмечается угол поворота головки. В этом случае напряженность магнитного поля определяется по формуле представленной в книге [116]. Точность электродинамического метода уменьшается с уменьшением угла закручивания нити. Данный метод является абсолютным методом измерения напряженности магнитного поля, точность которого такого же порядка, как и у баллистического метода.

1.2.2.4 Индукционный и пондеромоторный методы. Для исследования ферромагнитных веществ в широком интервале значений напряженности магнитного поля H используются индукционный и пондеромоторный методы. Индукционный метод позволяет определять кривые магнитной индукции $B(H)$, намагниченности $J(H)$, петлю гистерезиса и различные виды проницаемости. Данные методы могут быть условно разделены на две подгруппы. К первой относятся те, в которых определяется напряжение, индуцированное вибрирующим намагниченным телом в регистрирующей катушке. Во второй подгруппе измеряется электродвижущая сила во вторичной обмотке генератора, в качестве сердечника которого используется исследуемый образец[119-122].

Пондеромоторный метод состоит в измерении механической силы, действующей на исследуемый образец в неоднородном магнитном поле. Особенно широко метод применяется при исследовании магнитных свойств слабомагнитных веществ. На основе этого метода созданы разнообразные установки и приборы для магнитных измерений: маятниковые, крутильные и рычажные магнитные весы, весы с использованием упругого кольца и другие. Метод применяется также при измерении магнитной восприимчивости жидкостей и газов, намагнитченности ферромагнетиков и магнитной анизотропии (анизометр магнитный) [123,124].

1.2.2.5 Потенциометрический методы. Точным и простым методом измерения магнитных характеристик вещества в магнитных полях промышленной частоты является потенциометрический метод, который основывается на измерениях э.д.с. во вторичной обмотке образца и тока в намагничивающей цепи. Принципиальная схема установки для измерения магнитной индукции с потенциометром переменного тока показана в источнике [116]. Этот методы позволяют определять зависимости $B(H)$, $J(H)$, составляющие комплексной магнитной проницаемости и комплексного магнитного сопротивления в переменных полях, потери на перемагничивание[117].

Важную область в определении магнитных характеристик составляют измерения параметров магнитных материалов (ферритов, магнитодиэлектриков и др.) в переменных магнитных полях повышенной и высокой частоты (от 10 кГц до 200 МГц). Для этой цели применяют в основном ваттметровый, мостовой и резонансный методы. Измеряют обычно потери на перемагничивание, коэффициент потерь на гистерезис и вихревые токи, компоненты комплексной магнитной проницаемости. Измерения осуществляют при помощи пермеаметра, аппарата Эпштейна, феррометра и других устройств, позволяющих определять частотные характеристики материалов[116].

Помимо указанных выше методов и устройств для определения магнитных характеристик, в современной научной литературе также описаны некоторые новые способы и приборы контроля. Таковым является «Способ определения магнитной проницаемости цилиндрических ферромагнитных проводников» [125].

Способ определения магнитной проницаемости цилиндрических ферромагнитных проводников в импульсном режиме заключается в подключении генератора импульсного тока к исследуемому цилиндрическому проводнику определенного радиуса с известной удельной проводимостью через шунт, причем проводник коаксиально помещен в металлическую трубу, служащую обратным проводником, измерении с помощью запоминающего осциллографа падения напряжения на шунте и падения напряжения на участке проводника длиной 1 м, расположенном на середине проводника, по данным полученной осциллограммы с помощью преобразования Фурье определяются функции намагничивающего тока и напряжения на проводнике. Комплексную относительную магнитную проницаемость определяют по соотношению представленному в [125].



Рисунок 1.4 – Приборы для измерения магнитных характеристик материалов

В настоящее время на рынке существует устройство FOERSTER - МАГНЕТОСКОП 1.069, предназначенный для измерения магнитных полей и магнитной проницаемости. Метод определения магнитной проницаемости основан на следующем принципе: цилиндрический постоянный магнит имеет совершенно определенное распределение силовых линий. Все силовые линии

этого постоянного магнита проходят в плоскости через центр цилиндра между двумя полюсами, параллельными оси цилиндра. В этой плоскости, перпендикулярно к оси цилиндра в середине постоянного магнита, помещены зонды градиента на обеих сторонах цилиндрического магнита[126].

Силовые линии магнита перпендикулярны к оси из двух зондов Foerster. Поэтому, они не измеряют магнитное поле цилиндрического магнита. Если цилиндрический магнит помещен на материал, чья магнитная проницаемость больше чем 1, то происходит незначительное смещение магнитного поля цилиндрического магнита к материалу, на который магнит был помещен. В более низких диапазонах магнитной проницаемости это смещение есть мера магнитной проницаемости материала.

Материалы для измерения с помощью датчика магнитной проницаемости, должны иметь толщину более 8 мм, если это возможно. Точные измерения материалов, толщиной менее 8 мм, могут быть выполнены, складывая несколько частей до получения нужной толщины, но воздушный промежуток между этими частями должен быть как можно меньше.

Плоская область, на которую помещается датчик магнитной проницаемости, не должна быть меньше чем 20 мм в диаметре. При контроле на изогнутых поверхностях, радиус кривизны не должен быть меньше чем 40 мм. Если любой из требуемых размеров меньше, то прибор покажет магнитную проницаемость меньшую, чем фактическое значение.

На российском рынке работает компания «Техно-НДТ» предлагающая устройство «Ферритометр универсальный МК-1.2Ф». Данный прибор предназначен для измерения локального и объемного содержания ферритной фазы в сварных швах и изделий из нержавеющей сталей аустенитного или аустенитно-ферромагнитного класса, а так же для определения относительной магнитной проницаемости слабомагнитных материалов[127].

Все выше указанные методы измерения магнитной проницаемости не приемлемы для практики определения электромагнитных характеристик образцов при магнитно-импульсной обработке тонкостенных металлов.

Как известно, в сильных полях $\sim 10^6 - 10^7$ А/м (присущих МИОМ) ферромагнетик насыщается и его магнитная проницаемость стремится к единице, но, как следует из физических соображений, должна быть несколько отлична от неё. Последнее обстоятельство, практически, не играет никакой роли в традиционных технологиях с привлечением импульсных полей, так как магнитные свойства обрабатываемого металла не влияют на формирование возбуждаемых электродинамических усилий. Свидетельством тому, является успешная практика МИОМ по деформированию различных сталей [58, 60]. Но, как показали последние исследования силового воздействия низкочастотных полей на листовые ферромагнетики, даже незначительное отличие магнитной проницаемости от единицы может стать причиной изменения характера возбуждаемых усилий. Данный факт был зафиксирован экспериментально: при снижении частоты действующего поля давление на обрабатываемый объект сменялось его притяжением к рабочему инструменту-индуктору [40].

Выводы по разделу 1

1. С обострением основных проблем современности – экология, энерго- и ресурсосбережение, появилась огромная необходимость в развитии новейших обрабатывающих технологий МИОМ. Мировое промышленное производство требует дальнейшего расширения производственных процессов, где магнитно-импульсные методы обладают весомыми преимуществами в сравнении с известными механическими или химическими аналогами.

2. Магнитно-импульсные технологии устранения вмятин в металлических обшивках кузовов автомобилей и самолётов без каких-либо механических контактов с ними и без повреждения их возможного защитного покрытия представляются весьма интересными и актуальными.

3. Особенности магнитно-импульсной обработки тонкостенных листовых металлов заключаются в том, что при обработке образцов, когда имеет место

интенсивная диффузия, общепринятые классические представления о характере протекающих процессов теряют адекватность и становятся неприемлемыми.

4. Описанные в современной научной литературе методы и устройства для измерения удельной электропроводности в приложении к магнитно-импульсной обработке тонкостенных листовых металлов имеют характерные недостатки. Во-первых, исключаются измерения для листовых металлов с толщиной, меньшей величины эффективной глубины проникновения поля, во-вторых, предложения не работают для металлов, обладающих магнитными свойствами и т.д. Существующие методы бесконтактного измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов имеют значительную ограниченность их возможностей.

5. Современные и традиционные методы и устройства для определения магнитной проницаемости являются весьма узконаправленными, т.е. предназначены в основном для образцов, изготовленных в виде кольцевых или длинных цилиндрических стержней. Существующие приборы для измерения данного параметра листового образца имеют немаловажное условие - толщина заготовки должна быть не меньше 8 мм. Все рассмотренные способы не приемлемы для практики определения магнитных характеристик образцов при магнитно-импульсной обработке, так как объектом исследования является тонкостенные листовые металлы.

6. Для практики магнитно-импульсных технологий необходимыми и крайне актуальными являются разработки новых способов измерения электромагнитных характеристик объектов обработки – тонкостенных листовых металлов, в частности их удельной электропроводности и магнитной проницаемости. Решение проблем, отмеченных в обзоре, позволит идентифицировать важнейшие характеристики процесса обработки, определяющие не просто эффективность, а практические возможности технологий с использованием энергии сильных электромагнитных полей.

РАЗДЕЛ 2

«ВСТРЕЧНЫЕ» МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ТОНКОСТЕННЫХ МЕТАЛЛОВ. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Наиболее существенным недостатком известных и практически апробированных способов контроля удельной электропроводности проводников является наличие электрических контактов в измерительном контуре «прибор–объект исследования». При малых габаритах последнего растёт значимость переходного сопротивления в зоне контактов и, соответственно, погрешность в определении измеряемой величины. Получаемые результаты могут в несколько раз отличаться от реальных значений [128, 129].

Привлекательным простотой технической реализации и широкими возможностями представляется бесконтактный метод измерения удельной электропроводности металлов, основанный на идее о взаимодействии «встречных» магнитных полей двух соленоидов (в дальнейшем – «метод встречных магнитных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов»).

Впервые такие системы применялись в технике формирования плазменных сгустков [130]. Несколько позже в магнитно-импульсной обработке металлов для холодной сварки немагнитных тонкостенных проводников при их высокоскоростном соударении был предложен аналогичный способ устранения негативных следствий проникновения полей сквозь обрабатываемые объекты [131].

Его сущность состоит в суперпозиции магнитных потоков двух независимых источников. Последние размещаются параллельно листовым металлам с внешней стороны по отношению к каждому из них. Амплитудно-временные характеристики действующих полей выбираются таковыми, чтобы результирующий магнитный поток во внутренней полости между листами

обращался в нуль. Данный выбор обеспечивается определённым соотношением, устанавливающим формализованную математическую связь между напряжённостями, геометрическими и электрофизическими параметрами металлов между источниками возбуждаемых полей [132, 133]. Если металлы немагнитны, то влияющими электрофизическими параметрами являются исключительно удельные электропроводности. В этом случае вышеупомянутое соотношение будет связывать напряжённости полей источников, толщины и собственно удельные электропроводности листовых металлов. Именно оно может послужить базовой основой бесконтактного способа определения проводимости исследуемого объекта. Если же последний является ферромагнетиком, для получения нулевого поля во внутренней полости системы, возможно, необходим учёт его магнитных свойств. Это означает, что в соответствующее соотношение может войти отличная от единицы проницаемость ферромагнетика, и исследуемый объект будет характеризоваться двумя неизвестными электрофизическими параметрами.

Как кажется априори, исключить влияние магнитных свойств можно, если источники возбуждают поля с достаточно малыми напряжённостями. Открытыми остаются вопросы о формальных условиях работоспособности предложения и собственно базовом соотношении для определения неизвестной удельной электропроводности магнитного листового образца.

Вернёмся к предложению об использовании «встречных» магнитных полей двух соленоидов – основе «метода встречных магнитных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов».

Принципиальная сущность предлагаемого способа иллюстрируется схемой на рисунке 2.1 и заключается в следующем.

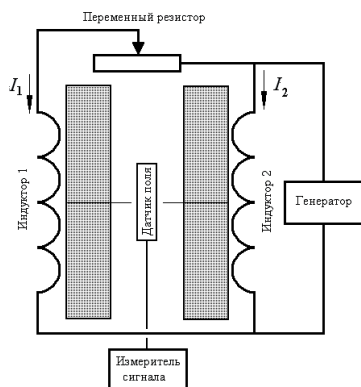


Рисунок 2.1 – Принципиальная схема измерения удельной электропроводности плоских листовых металлов

На два листовых образца с внешних сторон действуют «встречные» магнитные поля. Термин «встречные» означает включение источников магнитного поля, при котором вектора напряжённости направлены противоположно, а их амплитуды таковы, что в пространстве между образцами магнитный поток обращается в нуль [133-135].

Как видно из схемы на рисунке 2.1, источниками «встречных» полей являются два плоских соленоида (индуктор 1 и индуктор 2), расположенные на внешних поверхностях двух немагнитных металлических образцов. Один из них является «контрольным». Все его параметры известны. Пусть это будет металлический лист с толщиной и удельной электропроводностью – d_1 и γ_1 , соответственно. Для второго образца известна только его толщина – d_2 . Удельная электропроводность подлежит определению, $\gamma_2 = ?$.

Как показано в цитированных публикациях [133, 134], для полей, представляющих собой пакеты плоских электромагнитных волн, получение нулевого потока в пространстве между достаточно тонкими листовыми проводниками возможно при строго определённом соотношении их

электрофизических и геометрических характеристик, а также амплитуд «встречных» магнитных полей источников

$$\frac{H_{1m}}{H_{2m}} \approx \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}.$$

Данное соотношение является базовым для определения удельной электропроводности предлагаемым методом.

Подчеркнём, что данное соотношение было получено, как указано ранее, для немагнитных листовых образцов в идеализации реальных полей пакетом плоских волн, пространственно-временная суперпозиция которых обеспечивает нуль касательной компоненты напряжённости магнитного поля во внутренней полости системы.

Априори очевидно, что работоспособность предлагаемого способа зависит от многих факторов. Обязательным среди них является низкочастотный временной режим, обеспечивающий достаточную «прозрачность» элементов системы для действующих полей, что означает их интенсивное проникновение сквозь листовые металлы и обмотки индукторов. В этом случае система, вероятно, сможет работать даже непосредственно от сети промышленного напряжения.

Кроме того, практическая реализация настоящего предложения по измерению удельной электропроводности требует решения следующих основных вопросов:

- выбор конструктивного исполнения источников магнитного поля (индукторов) для возбуждения плоских магнитных полей, обеспечивающих максимум приближения к идеализации плоских электромагнитных волн;
- получение рабочих соотношений для определения неизвестной электропроводности, учитывающих взаимное влияние проводящих конструктивных элементов в реальной измерительной системе;

- возможность определения удельной электропроводности ферромагнитных листовых металлов, условия и рабочие соотношения;
- экспериментальная апробация выбранной конструкции бесконтактного измерителя удельной электропроводности, границы применимости.

Говоря о конструктивном исполнении источников магнитного поля – генераторов плоских электромагнитных волн для определения проводимости листовых металлов, в первую очередь следует обратиться к плоским индукторам прямоугольной геометрии.

Следует подчеркнуть, что конструкции индукторов, фактически, определяют варианты практической реализации предлагаемого «метода встречных магнитных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов».

В «пределных» физических ситуациях металл обмоток индукторов может быть «идеальным» экраном или «абсолютно прозрачным» для возбуждаемых полей.

В первом случае имеет место существенное влияние на электромагнитные процессы проводящих свойств обмоток, во втором – их наличием можно просто пренебречь.

Очевидно, что реально выполнимые (не идеализированные) конструкции могут потребовать выбора иной физико-математической модели.

Анализ электромагнитных процессов для более наглядного представления об их характере следует начать с рассмотрения листовых металлов, не обладающих магнитными свойствами. В дальнейшем, полученные рабочие соотношения могут служить некими ориентирами при исследовании возможностей «встречных» полей для измерения удельной электропроводности и ферромагнетиков.

2.1 Возбуждение магнитных полей индукторами с «идеально» проводящими обмотками

В данном подразделе представлено теоретическое обоснование способа измерения удельной электропроводности металлов, основанного на компенсации электромагнитных полей во внутренней полости системы из двух плоских листовых образцов. «Встречные» поля возбуждаются массивными соленоидами-индукторами, обмотки которых выполнены из «идеальных» проводников (первая «предельная» физическая идеализация).

2.1.1 Физико-математическая модель процессов в методе измерения удельной электропроводности с индукторами с «идеально» проводящими обмотками

Постановка задачи предполагает принятие расчётной модели на рисунке 2.2б, соответствующей схеме на рисунке 2.2а.

Допущения сформулированы в пп.1÷8.

1. Приемлема, декартова прямоугольная система координат, единичные орты которой представлены в верхней части рисунка 2.2б.

2. В измерениях OX и OY рассматриваемая система обладает настолько большой протяжённостью, что $\frac{d}{dx} \approx 0, \frac{d}{dy} \approx 0$.

3. Индукторы-соленоиды 1 и 2 идентичны геометрически и относительно листовых металлов расположены на одинаковом достаточно малом расстоянии $-h$ от них, так что $\frac{h}{a} \ll 1$, где a – какой-то характерный размер системы.

4. Расстояния между витками соленоидов пренебрежимо малы, а металл витков обладает идеальной проводимостью.

5. Плотность токов в соленоидах – $j_1(t)$ и $j_2(t)$. Их временные параметры таковы, что в расчётах приемлемо известное условие

квазистационарности происходящих электромагнитных процессов и $\frac{\omega}{c} \cdot a \ll 1$

(здесь ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме).

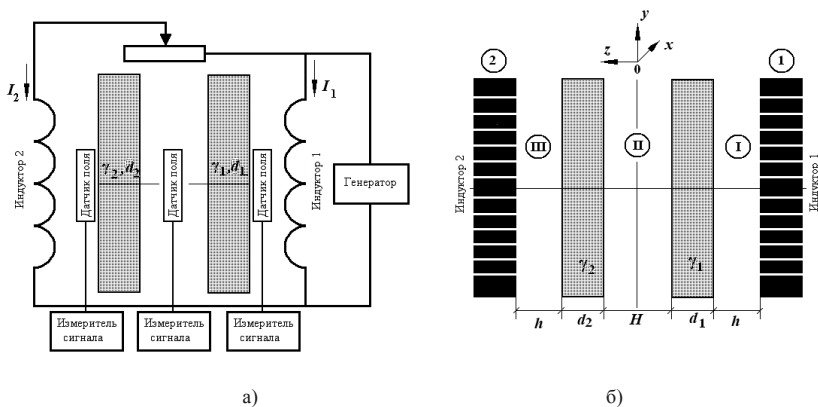


Рисунок 2.2 – Система для измерения удельной электропроводности плоских листовых металлов: а) схема практической реализации; б) расчётная модель

6. Немагнитные металлические листы являются достаточно тонкостенными с геометрической – $\frac{d_{1,2}}{a} \ll 1$ и электродинамической – $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$ точек зрения (где $\tau_{1,2}$ – характерные времена проникновения поля в проводящие слои: $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2$, $\tau_2 = \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot d_2^2$, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума).

7. Расстояние между листами – H достаточно мало $\left(\frac{H}{a} \ll 1\right)$ и магнитное поле между ними однородно.

8. Система возбуждается только x – компонентами токов индуктора, вследствие чего нетривиальными составляющими вектора электромагнитного поля являются $E_x \neq 0, H_y \neq 0$.

2.1.2 Расчетные соотношения для измерения удельной электропроводности, условия работоспособности метода

Для металлов уравнения Максвелла в пространстве L – изображений с учётом нулевых начальных условий, имеют вид [136, 137, 138]

$$\begin{cases} \frac{\partial H_y(p, z)}{\partial z} = \gamma \cdot E_x(p, z) \\ \frac{\partial E_x(p, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_y(p, z), \end{cases} \quad (2.1)$$

$$(2.2)$$

где p – параметр преобразования Лапласа;

$$H_y(p, z) = L\{H_y(t, z)\};$$

$$E_x(p, z) = L\{E_x(t, z)\}.$$

При решении поставленной задачи выделим следующие области с однородными электрофизическими характеристиками:

1) полость между рабочей поверхностью первого соленоида и поверхностью листового металла со стороны индуктора 1,

$$z \in \left[-\left(h + d_2 + \frac{H}{2} \right), -\left(d_2 + \frac{H}{2} \right) \right];$$

$$2) \text{ область первого листового металла, } z \in \left[-\left(\frac{H}{2} + d_2 \right), -\frac{H}{2} \right];$$

$$3) \text{ полость свободного пространства между листовыми металлами, } z \in \left[-\frac{H}{2}, \frac{H}{2} \right];$$

$$4) \text{ область второго листового металла, } z \in \left[\frac{H}{2}, \left(d_1 + \frac{H}{2} \right) \right];$$

5) полость между поверхностью листового металла со стороны индуктора 2 и рабочей поверхностью второго соленоида, $z \in \left[d_1 + \frac{H}{2}, \left(h + d_1 + \frac{H}{2} \right) \right]$.

Из системы (2.1) – (2.2) получим уравнения для y -компоненты напряжённости магнитного поля $H_y(p, z)$ в листовых металлах.

$$\frac{\partial^2 H_y(p, z)}{\partial z^2} - k_{1,2}^2(p) \cdot H_y(p, z) = 0, \quad (2.3)$$

где $k_{1,2}(p) = \sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_{1,2}}$ – постоянные распространения поля в металлах с соответствующими электрофизическими характеристиками.

Интегрируя (2.3) с привлечением уравнения (2.2), записываем общие интегралы для компонент векторов электромагнитного поля:

а) область первого листового металла – 1, $z \in \left[-\frac{H}{2}, -\left(d_1 + \frac{H}{2} \right) \right]$,

$$H_y^{(1)}(p, z) = \frac{1}{\text{sh}(k_1(p) \cdot d_1)} \cdot \left[-H_1(p) \cdot \text{sh} \left(k_1(p) \cdot \left(z + \frac{H}{2} \right) \right) + \right. \\ \left. + H_2(p) \cdot \text{sh} \left(k_1(p) \cdot \left(z + \left(d_1 + \frac{H}{2} \right) \right) \right) \right], \quad (2.4)$$

$$E_x^{(1)}(p, z) = -\frac{k_1(p)}{\gamma_1} \cdot \frac{1}{\text{sh}(k_1(p) \cdot d_1)} \cdot \left[-H_1(p) \cdot \text{ch} \left(k_1(p) \cdot \left(z + \frac{H}{2} \right) \right) + \right. \\ \left. + H_2(p) \cdot \text{ch} \left(k_1(p) \cdot \left(z + \left(d_1 + \frac{H}{2} \right) \right) \right) \right], \quad (2.5)$$

где $H_1(p) = H_y^{(1)}\left(p, z = -\left(d_1 + \frac{H}{2}\right)\right)$ – напряжённость магнитного поля на

граничной поверхности листа со стороны индуктора 1;

$H_2(p) = H_y^{(1)}\left(p, z = -\frac{H}{2}\right) = H_y^{(2)}\left(p, z = \frac{H}{2}\right)$ – напряжённость однородного

магнитного поля во внутренней полости между листами;

б) область второго листового металла – 2, $z \in \left[\frac{H}{2}, \left(d_1 + \frac{H}{2}\right)\right]$,

$$H_y^{(2)}(p, z) = \frac{1}{\text{sh}(k_2(p) \cdot d_2)} \cdot \left[-H_2(p) \cdot \text{sh}\left(k_2(p) \cdot \left(z - \left(d_2 + \frac{H}{2}\right)\right)\right) + \right. \\ \left. + H_3(p) \cdot \text{sh}\left(k_2(p) \cdot \left(z - \frac{H}{2}\right)\right) \right], (2.6)$$

$$E_x^{(2)}(p, z) = -\frac{k_2(p)}{\gamma_2} \cdot \frac{1}{\text{sh}(k_2(p) \cdot d_2)} \cdot \left[-H_2(p) \cdot \text{ch}\left(k_2(p) \cdot \left(z - \left(d_2 + \frac{H}{2}\right)\right)\right) + \right. \\ \left. + H_3(p) \cdot \text{ch}\left(k_2(p) \cdot \left(z - \frac{H}{2}\right)\right) \right], (2.7)$$

где $H_3(p) = H_y^{(2)}\left(p, z = \left(d_2 + \frac{H}{2}\right)\right)$ – напряжённость магнитного поля на

граничной поверхности листа со стороны индуктора 2.

Для определения неизвестных – $H_{1,2,3}(p)$ воспользуемся приближёнными соотношениями, следующими из интегральной связи между напряжённостью электрического поля на границе произвольного контура и напряжённостью магнитного поля в области, ограниченной данным контуром [139].

При выводе этих соотношений полагаем, что:

– вследствие тонкостенности металлических листов $|k_{1,2}(p) \cdot d_{1,2}| \ll 1$, в выражениях (2.4) – (2.7) гиперболические функции можно заменить первыми членами их разложений в окрестности нуля [137];

– на поверхностях идеально проводящих обмоток индукторов касательная напряжённость электрического поля обращается в нуль, а модуль напряжённости магнитного поля будет равен плотности возбуждающего тока;

– в малых зазорах между рабочими поверхностями индукторов и металлических листов напряжённости возбуждаемых магнитных полей слабо зависят от пространственных координат и могут быть определены как средние арифметические величины соответствующих граничных значений.

Достоверность первых двух положений очевидна. Третье же можно обосновать феноменологически.

Действительно, величина напряжённости на граничной поверхности листового металла формируется возбуждением магнитного поля как со стороны ближнего, так и дальнего индуктора. В зависимости от взаимной направленности их полей она может быть больше или меньше, чем напряжённость на противоположной границе. В идеализации, когда влияние дальнего индуктора отсутствует, напряжённость на граничной поверхности листового металла будет равна напряжённости на рабочей поверхности ближнего индуктора (плотности тока в его обмотке). То есть, поле в зазоре, как среднее арифметическое значений на границах, качественно и количественно отражает процессы в системе.

Итак, с учётом направления обхода контуров интегрирования получаем:

$$\begin{aligned} \text{а) первый изоляционный промежуток} - I, \quad z \in \left[-\frac{H}{2}, -\left(d_1 + \frac{H}{2}\right)\right], \\ \frac{1}{(\gamma_1 \cdot d_1)} \cdot [H_1(p) - H_2(p)] \approx -p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot \left(\frac{j_1(p) + H_1(p)}{2}\right), \end{aligned} \quad (2.8)$$

где $j_1(p) = L\{j_1(t)\}$;

б) второй изоляционный промежуток – II, $z \in [-\frac{H}{2}, \frac{H}{2}]$,

$$\frac{1}{(\gamma_1 d_1)} [H_1(p) - H_2(p)] - \frac{1}{(\gamma_2 d_2)} [H_2(p) - H_3(p)] \approx - (p \mu_0 H) \cdot H_2(p); \quad (2.9)$$

в) третий изоляционный промежуток – III, $z \in [\frac{H}{2}, (\frac{H}{2} + \frac{H}{2})]$,

$$\frac{1}{(\gamma_2 \cdot d_2)} \cdot [H_3(p) - H_2(p)] \approx - p \cdot \mu_0 \cdot h \cdot \left(\frac{j_2(p) + H_3(p)}{2} \right), \quad (2.10)$$

где $j_2(p) = L \{ j_2(t) \}$.

Примем, что во внутренней полости системы магнитное поле обращается в нуль и $H_2(p) \approx 0$. В этом случае, как следует из соотношения (2.9), между напряжённостями на граничных поверхностях листов со стороны индукторов имеет место связь

$$\frac{H_1(p)}{H_3(p)} \approx - \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}. \quad (2.11)$$

Из выражений (2.8) и (2.10) находим, что:

$$H_1(p) \approx - \frac{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot \left(d_1 \cdot \frac{h}{2} \right)}{1 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot \left(d_1 \cdot \frac{h}{2} \right)} \cdot j_1(p), \quad (2.12)$$

$$H_3(p) \approx - \frac{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot \left(d_2 \cdot \frac{h}{2}\right)}{1 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot \left(d_2 \cdot \frac{h}{2}\right)} \cdot j_2(p). \quad (2.13)$$

Подставим (2.12) и (2.13) в соотношение (2.11). При $\left| p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_{1,2} \cdot \left(d_{1,2} \cdot \frac{h}{2}\right) \right| \ll 1$ получим, что $j_1(p) \approx j_2(p)$.

Из проведенных вычислений следует:

- если токи в обмотках соленоидов равны и одинаково направлены (одинаковая направленность токов соответствует противоположной направленности магнитных потоков в пространстве между ними!), поле во внутренней полости системы обращается в нуль;

- неизвестная удельная электропроводность металлического листа толщиной d_2 может быть найдена из выражения (2.11)

$$\gamma_2 \approx \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2} \cdot \frac{H_{2m}}{H_{1m}}, \quad (2.14)$$

где H_{1m} – амплитудное значение напряжённости магнитного поля на граничной поверхности металлического листа – (d_1, γ_1) со стороны индуктора 1;

H_{2m} – амплитудное значение напряжённости магнитного поля на граничной поверхности металлического листа – (d_2, γ_2) со стороны индуктора 2.

Отметим, что рабочее соотношение (2.14) для определения электропроводности предлагаемым методом, действительно, следует из базовой зависимости способа устранения негативных последствий диффузионных процессов в магнитно-импульсной обработке металлов [133].

2.1.3 Численные оценки, пример расчета удельной электропроводности

Практически, предлагаемый «метод встречных магнитных полей» для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов» можно реализовать с помощью принципиальной схемы на рисунке 2.2а.

Положим, в качестве «контрольного» образца выбирается, например, лист медной фольги толщиной $d_1 = 50 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ с известной удельной электропроводностью – $\gamma_1 \approx 6 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$.

Пусть второй диагностируемый лист, выполненный из стали с неизвестной удельной электропроводностью – γ_2 , имеет толщину $d_2 \approx 0,001 \text{ м}$.

Требуемая по условиям работоспособности предлагаемой системы характерная частота токов в обмотках индукторов выбирается из соотношений (оценка производится по электрофизическим параметрам обоих листовых металлов [1])

$$f \ll \frac{1}{2\pi \cdot (\mu_0 \cdot \gamma_{1,2} \cdot d_{1,2}^2)}. \quad (2.15)$$

Амплитуды токов в индукторах равные, их направления одинаковые.

Датчик поля во внутренней полости между листами позволяет контролировать нулевую величину напряжённости магнитного поля. Датчики поля на граничных поверхностях листовых металлов позволяют измерять соответствующие напряжённости магнитного поля – $H_{1m,2m}$.

После подстановки известных величин в соотношение (2.14) получаем, что $\gamma_2 \approx 3 \cdot 10^6 \cdot \frac{H_{2m}}{H_{1m}}$. Очевидно, что при характерной удельной электропроводности известных сталей – $\gamma_2 \in [0,2 \cdot 10^7; 1,0 \cdot 10^7] \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$

отношение амплитуд напряжённостей должно принадлежать интервалу значений – $\frac{H_{2m}}{H_{1m}} \in [0,67; 3,3]$.

Требуемый частотный диапазон токов в индукторах оценивается с помощью неравенства (2.15) подстановкой известных и предполагаемых величин. Вычисляя, получаем, что можно выбрать, например, $f \leq 6$ кГц.

Основным результатом проведенного рассмотрения является вывод о том, что в случае идеально проводящих обмоток индукторов рабочее соотношение для определения удельной электропроводности немагнитных листовых металлов включает напряжённости магнитного поля, возбуждаемого в рабочих зонах индукторов равными и одинаково направленными токами.

Дальнейшее рассмотрение предполагает исследование возможностей метода «встречных» полей при возбуждении системы индукторами с «абсолютно прозрачными» обмотками для измерения электропроводности как немагнитных, так и магнитных металлов.

2.2 Возбуждение системы индукторами с «абсолютно прозрачными» обмотками

В данном подразделе представлено теоретическое обоснование способа бесконтактного измерения удельной электропроводности листового ферромагнетика в системе с индукторами, обмотки которых «абсолютно прозрачны» для возбуждаемых магнитных полей (вторая «предельная» физическая идеализация).

2.2.1 Физико-математическая модель процессов в методе измерения удельной электропроводности с индукторами с «абсолютно прозрачными» обмотками

Начнём с описания настоящего предложения (см. рисунок 2.3). Для лучшего понимания воспроизведём также ранее введенные положения. Измерительный комплекс состоит из параллельно размещённых плоского индуктора – 1, первого немагнитного листового металла (со стороны индуктора – 1), второго листового магнитного металла (со стороны индуктора – 2) и плоского индуктора – 2.

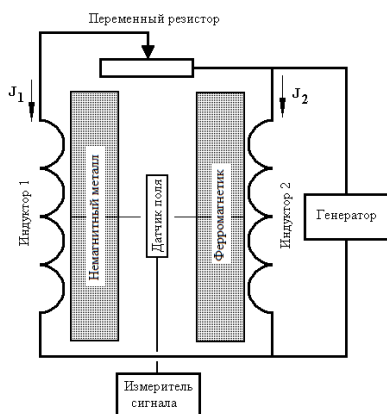


Рисунок 2.3 – Принципиальная схема измерения электропроводности листовых ферромагнетиков в системе с «абсолютно прозрачными» обмотками индукторов

Все составляющие комплекса разделены диэлектрическими промежутками.

Индукторы – 1 и 2 подключаются к отдельным источникам питания.

Варьируя параметры сигналов в обмотках индукторов, можно добиться нулевого поля в пространстве между листами (так же, как и ранее, индикация

производится, например, с помощью катушечного индукционного измерителя в центральной полости между листами).

Немагнитный металл является контрольным. Его электропроводность – γ_1 , магнитная проницаемость – $\mu_1 \approx \mu_0$ (μ_0 – магнитная проницаемость вакуума) и толщина – d_1 известны. Второй листовой металл обладает известной толщиной – d_2 , но неизвестными электропроводностью – γ_2 и магнитной проницаемостью – μ_2 .

Как уже было указано, из соотношения, включающего амплитуды сигналов в индукторах и электрофизические параметры металлов между ними, можно определить неизвестные удельную электропроводность и магнитную проницаемость.

Подчеркнём, что работоспособность предлагаемого способа зависит от многих факторов. Но первым и обязательным среди них является низкочастотный временной режим, обеспечивающий достаточную «прозрачность» элементов системы для действующих полей, что означает их интенсивное проникновение сквозь листовые металлы и обмотки индукторов. Напомним, что в этом случае система, вероятно, сможет работать даже непосредственно от сети промышленного напряжения.

Итак, предлагаемый «метод встречных магнитных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов» является способом бесконтактного измерения удельной электропроводности листового ферромагнетика. Так же, как и в случае немагнитного металла, он основан на компенсации магнитных потоков во внутренней полости системы из двух плоских тонкостенных металлов, один из которых является объектом исследования, и двух индукторов во временном режиме, когда имеет место интенсивное проникновение действующих полей сквозь все металлические элементы системы. Допущение «абсолютной прозрачности» обмоток индукторов означает отсутствие их влияния на характер протекающих электромагнитных процессов.

При решении поставленной задачи принимаем следующие допущения.

1. Одинаковые индукторы-соленоиды 1 и 2 расположены идентично относительно листовых металлов на одинаковом и достаточно малом расстоянии $-h$ от них, так что $\frac{h}{a} \ll 1$, где a – ширина обмоток соленоидов.

2. Витки соленоидов достаточно тонки и "абсолютно прозрачны" для действующих полей, так что их металл не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы и можно считать, что $D \rightarrow 0$.

3. Изоляционные промежутки между витками $-b$ достаточно малы, так что $\frac{b}{a} \ll 1$.

4. В каждом из соленоидов параллельные ветви обмоток удалены друг от друга настолько, что их взаимным влиянием можно пренебречь.

5. В измерении OX соленоиды достаточно протяжённые, так что $\frac{d}{dx} \approx 0$.

6. Размеры металлических листов в измерениях OX и OY достаточно велики, а расстояние $-(2d)$ между ними достаточно мало, так что $\frac{(2d)}{a} \ll 1$.

7. В соответствии с положениями 1 – 6 для проведения расчётов приемлема модель на рисунке 2.4.

8. В соленоидах текут токи с плотностью $j_1(t)$ и $j_2(t)$, временные параметры которых таковы, что в расчётах приемлемо известное условие квазистационарности электромагнитных процессов и $\frac{\omega}{c} \cdot a \ll 1$ (здесь ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме).

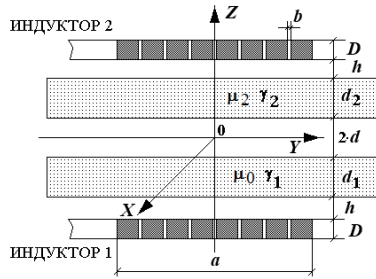


Рисунок 2.4 – Расчётная модель способа измерения удельной электропроводности листовых ферромагнетиков

9. Листы обоих металлов являются достаточно тонкостенными с геометрической – $\frac{d_{1,2}}{a} \ll 1$ и электродинамической – $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$ точек зрения (в последнем неравенстве $\tau_{1,2}$ – характерные времена проникновения поля: $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2$, $\tau_2 = \mu_2 \cdot \gamma_2 \cdot d_2^2$, $\gamma_{1,2}$ – удельные электропроводности, $d_{1,2}$ – толщины листовых металлов, $\mu_{0,2}$ – абсолютные магнитные проницаемости, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м).

10. Полагаем, что магнитная проницаемость исследуемого листового металла – $\mu_2 \approx \text{const}$.

11. Размеры листов в измерениях OX и OY достаточно велики, расстояние между ними – $2d$ достаточно мало $\left(\frac{2d}{a} \ll 1\right)$, магнитное поле между ними однородно.

12. Система возбуждается x – составляющей тока индуктора, вследствие чего нетривиальными составляющими вектора электромагнитного поля являются $E_x \neq 0, H_{y,z} \neq 0$.

2.2.2 Расчетные соотношения для измерения удельной электропроводности

Уравнения Максвелла в пространстве L – изображений с учётом нулевых начальных условий, имеют вид [136, 137, 138]

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z(p, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(p, y, z)}{\partial z} = j_x(p, y, z); \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial z} = -\mu \cdot p \cdot H_y(p, y, z); \end{cases} \quad (2.17)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial y} = \mu \cdot p \cdot H_z(p, y, z); \end{cases} \quad (2.18)$$

где p – параметр преобразования Лапласа;

$$H_{y,z}(p, y, z) = L\{H_{y,z}(t, y, z)\};$$

$$E_x(p, y, z) = L\{E_x(t, y, z)\};$$

μ – магнитная проницаемость среды;

$$j_x(p, y, z) = L\{j_x(t, y, z)\}.$$

В общем случае плотность тока описывается зависимостью

$$j_x(p, y, z) = (p \cdot \varepsilon + \gamma) \cdot E_x(p, y, z) + j_{x1,2}(p, y, z), \quad (2.19)$$

где γ, ε – удельная электропроводность и диэлектрическая проницаемость среды;

$j_{x1,2}(t, y, z)$ – плотность стороннего тока в индукторах 1 и 2,

соответственно;

$$j_{x1}(p, r, z) = j_1(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z + L_1), \quad L_1 = (d + d_1 + h);$$

$$j_{x2}(p, y, z) = j_2(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z - L_2), \quad L_2 = (d + d_2 + h);$$

$f(y)$ – функция поперечного распределения тока в обмотках индукторов;
 $\delta(x)$ – дельта функция Дирака.

При решении поставленной задачи выделим следующие области:

- 1) свободное полупространство вне первого листового металла со стороны индуктора 1, $z \in (-\infty, -(d_1 + d)]$;
- 2) область первого листового металла, $z \in [-(d_1 + d), -d]$;
- 3) полоса свободного пространства между листовыми металлами, $z \in [-d, d]$;
- 4) область второго листового металла, $z \in [d, (d + d_2)]$;
- 5) свободное полупространство вне второго листового металла со стороны индуктора 2, $z \in [(d + d_2), \infty)$.

Из дифференциальных уравнений (2.16) – (2.18) и соотношения (2.19) в рамках принятых допущений получим уравнения для x – компоненты напряжённости электрического поля $E_x(p, y, z)$ в выделенных областях.

В области 1, $z \in (-\infty, -(d_1 + d)]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(1)}(p, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x^{(1)}(p, y, z)}{\partial y^2} = \mu_0 \cdot p \cdot j_{x1}(p, y, z) \quad (2.20)$$

В металле первого листа, область 2, $z \in [-(d_1 + d), -d]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(2)}(p, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x^{(2)}(p, y, z)}{\partial y^2} - (p\mu_0\gamma_1) \cdot E_x^{(2)}(p, y, z) = 0, \quad (2.21)$$

Между листовыми металлами (область 3, $z \in [-d, d]$) связь между напряжёнными электрического и магнитного поля можно зафиксировать известным соотношением [153]

$$\oint_L \vec{E}_x^{(3)}(p, y, z) \cdot d\vec{l} = - \oint_S p \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}_y^{(3)}(p, y, z) \cdot d\vec{S}, \quad (2.22)$$

где $\vec{E}_x^{(3)}(p, y, z) \Big|_L$ – вектор напряжённости электрического поля на

контуре – L , ограничивающей рассматриваемую область в плоскости ZOX ;

$\vec{H}_y^{(3)}(p, y, z) \Big|_S$ – вектор напряжённости магнитного поля на поверхности

– S , ограниченной контуром – L .

В металле второго листа, область 4, $z \in [d, (d + d_2)]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(4)}(p, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x^{(4)}(p, y, z)}{\partial y^2} - (p\mu_2\gamma_2) \cdot E_x^{(4)}(p, y, z) = 0. \quad (2.23)$$

В области 5, $z \in [(d_1 + d_3 + d_2), \infty)$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(5)}(p, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x^{(5)}(p, y, z)}{\partial y^2} = \mu_0 \cdot p \cdot j_{x2}(p, y, z). \quad (2.24)$$

В принятой расчётной модели имеет место электрическая и геометрическая симметрия в измерении OY относительно оси аппликат OZ . Поэтому распределение по ординате для $E_x(p, y, z)$ из уравнений (2.20) – (2.24) можно описать интегральным косинус-преобразованием Фурье [137]

$$E_x(p, y, z) = \int_0^\infty E_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda \cdot y) \cdot d\lambda, \quad (2.25)$$

где λ – параметр интегрального преобразования.

В соответствии с (2.25) уравнения (2.20) – (2.24) приводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям второго порядка:

а) в области 1, $z \in (-\infty, -(d_1 + d)]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(1)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - \lambda^2 \cdot E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = K_1(p, \lambda) \cdot \delta(z + L_1). \quad (2.26)$$

где $K_1(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j_1(p) \cdot f(\lambda)$; $f(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^\infty f(y) \cdot \cos(\lambda \cdot y) \cdot dy$;

б) в металле первого листа, область 2, $z \in [-(d_1 + d), -d]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(2)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - q_1^2(p, \lambda) \cdot E_x^{(2)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (2.27)$$

где $q_1(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma_1}$;

в) между листовыми металлами (область 3, $z \in [-d, d]$) согласно допущению – п.10 имеет место однородное магнитное поле, что позволяет интегральную связь (2.22) записать в виде

$$E_x^{(3)}(p, \lambda, z = -d) - E_x^{(3)}(p, \lambda, z = d) \approx -p \cdot \mu_0 \cdot (2d) \cdot H_3(p, \lambda), \quad (2.28)$$

где $H_3(p, \lambda) \approx H_y^{(3)}(p, \lambda, z)$ – тангенциальная компонента Фурье-образа напряжённости магнитного поля в пространстве между листами;

$E_x^{(3)}(p, \lambda, z = \mp d)$ – Фурье-образ x – компоненты напряжённости электрического поля на границах $z = \mp d$;

г) в металле второго листа, область 4, $z \in [d, (d + d_2)]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(4)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - q_2^2(p, \lambda) \cdot E_x^{(4)}(p, \lambda, z) = 0. \quad (2.29)$$

где $q_2(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_2\gamma_2}$.

д) в области 5, $z \in [(d + d_2), \infty)$

$$\frac{d^2 E_x^{(5)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_x^{(5)}(p, \lambda, z) = K_2(p, \lambda) \cdot \delta(z - L_2), \quad (2.30)$$

где $K_2(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j_2(p) \cdot f(\lambda)$.

Общие интегралы уравнений для напряжённости электрического поля в выделенных областях имеют вид [136]:

а) в полупространстве со стороны индуктора 1, $z \in (-\infty, -(d_1 + d)]$, условию ограниченности для $z \rightarrow -\infty$ удовлетворяет функция

$$E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + \frac{K_1(p, \lambda)}{\lambda} \cdot \eta(z + L_1) \cdot \text{sh}(\lambda \cdot (z + L_1)), \quad (2.31)$$

где $C_1(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования;

б) в металле первого листа, область 2, $z \in [-(d_1 + d), -d]$

$$E_x^{(2)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z}, \quad (2.32)$$

где $D_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования;

в) во внутренней полости – область 3, $z \in [-d, d]$, соотношение (2.28)

перепишем в терминах соответствующих граничных значений напряжённостей электрических полей, возбуждаемых в листовых металлах

$$E_x^{(2)}(p, \lambda, z = -d) - E_x^{(4)}(p, \lambda, z = d) \approx -p \cdot \mu_0 \cdot (2d) \cdot H_3(p, \lambda), \quad (2.33)$$

$$\text{где } E_x^{(2)}(p, \lambda, z = -d) = E_x^{(3)}(p, \lambda, z = -d),$$

$$E_x^{(4)}(p, \lambda, z = d) = E_x^{(3)}(p, \lambda, z = d);$$

г) в металле второго листа, область 4, $z \in [d, (d + d_2)]$

$$E_x^{(4)}(p, \lambda, z) = B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z}, \quad (2.34)$$

где $B_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования;

д) в области 5, $z \in [(d + d_2), \infty)$, условию ограниченности для $z \rightarrow \infty$ удовлетворяет функция

$$E_x^{(5)}(p, \lambda, z) = C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} - \frac{K_2(p, \lambda)}{\lambda} \cdot [\operatorname{sh}(\lambda(z - L_2)) \cdot \eta(z - L_2) - 0.5 \cdot \exp(\lambda(z - L_2))], \quad (2.35)$$

где $C_2(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

С помощью уравнения (2.17) и выражений (2.32) – (2.35) найдём касательные компоненты напряжённости магнитного поля в каждой из выделенных областей:

$$\text{а) } z \in [-\infty, -(d + d_1)],$$

$$H_y^{(1)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot \left(C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + \frac{K_1(p, \lambda)}{\lambda} \eta(z + L_1) \operatorname{ch}(\lambda(z + L_1)) \right); \quad (2.36)$$

$$\text{б)} \quad z \in [-(d_1 + d), -d],$$

$$H_y^{(2)}(p, \lambda, z) = -\frac{q_1(p, \lambda)}{p\mu_0} \left(D_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z} \right); \quad (2.37)$$

$$\text{в)} \quad z \in [d, (d + d_2)],$$

$$H_y^{(4)}(p, \lambda, z) = -\frac{q_2(p, \lambda)}{p\mu_2} \left(B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} - B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z} \right); \quad (2.38)$$

$$\text{г)} \quad z \in [(d + d_2), \infty),$$

$$H_y^{(5)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot \left(C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} + \right. \\ \left. + \frac{K_2(p, \lambda)}{\lambda} \cdot [\operatorname{ch}(\lambda(z - L_2)) \cdot \eta(z - L_2) - 0.5 \cdot \exp(\lambda(z - L_2))] \right). \quad (2.39)$$

Для удобства в дальнейшем рассмотрим введём значения Фурье-образов тангенциальной составляющей напряжённости магнитного поля на граничных поверхностях рассматриваемой системы — $z = -(d + d_1)$, $z = \mp d$, $z = (d + d_2)$.

Пусть на границе $z = -(d + d_1)$ это $H_1(p, \lambda)$, на границах — $z = \mp d$ это $H_3(p, \lambda)$, на границе $z = (d + d_2)$ это $H_2(p, \lambda)$.

Далее, все произвольные постоянные интегрирования в выражениях для компонент векторов электрического и магнитного полей выразим через введенные граничные значения.

Получим, что

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{p\mu_0}{\lambda} \cdot \left[-\left(H_1(p, \lambda) + j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot \text{ch}(\lambda h) \right) \cdot e^{\lambda(z+(d+d_1))} + \right. \\ \qquad \qquad \qquad \left. + j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot \eta(z+L_1) \cdot \text{sh}(\lambda \cdot (z+L_1)) \right] \quad (2.40) \\ H_y^{(1)}(p, \lambda, z) = \left(H_1(p, \lambda) + j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot \text{ch}(\lambda h) \right) \cdot e^{\lambda(z+(d+d_1))} - \\ \qquad \qquad \qquad - j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot \eta(z+L_1) \cdot \text{ch}(\lambda \cdot (z+L_1)) \quad (2.41) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x^{(2)}(p, \lambda, z) = -\frac{p\mu_0}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} \cdot \left[-H_1(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda)(z+d)) + \right. \\ \qquad \qquad \qquad \left. + H_3(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda)(z+(d+d_1))) \right] \quad (2.42) \\ H_y^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{1}{\text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} \cdot \left[-H_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda)(z+d)) + \right. \\ \qquad \qquad \qquad \left. + H_3(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda)(z+(d+d_1))) \right] \quad (2.43) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x^{(4)}(p, \lambda, z) = -\frac{p \cdot \mu_2}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} \cdot \left[H_2(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda)(z-d)) - \right. \\ \qquad \qquad \qquad \left. - H_3(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda)(z-(d+d_2))) \right] \quad (2.44) \\ H_y^{(4)}(p, \lambda, z) = \frac{1}{\text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} \cdot \left[H_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda)(z-d)) - \right. \\ \qquad \qquad \qquad \left. - H_3(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda)(z-(d+d_2))) \right] \quad (2.45) \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x^{(5)}(p, \lambda, z) = \frac{p\mu_0}{\lambda} \cdot \left[\left(H_2(p, \lambda) + 0.5 \cdot j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} \right) \cdot e^{-\lambda(z-(d+d_1))} - \right. \\ \qquad \qquad \qquad \left. - j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot \left(\eta(z-L_2) \cdot \text{sh}(\lambda \cdot (z-L_2)) - 0.5 \cdot e^{\lambda \cdot (z-L_2)} \right) \right] \quad (2.46) \\ H_y^{(5)}(p, \lambda, z) = \left(H_2(p, \lambda) + 0.5 \cdot j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} \right) \cdot e^{-\lambda(z-(d+d_1))} + \\ \qquad \qquad \qquad + j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot \left[\eta(z-L_2) \cdot \text{ch}(\lambda \cdot (z-L_2)) - 0.5 \cdot e^{\lambda \cdot (z-L_2)} \right] \quad (2.47) \end{array} \right.$$

Связь между напряжённостями магнитных полей на граничных поверхностях листовых металлов найдём с помощью соотношений (2.33), (2.42) и (2.44)

$$\begin{aligned} & \frac{H_1(p, \lambda)}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} + \frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right) \cdot H_2(p, \lambda)}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} = \\ & = \left(\frac{\text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} + \frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} + 2d \right) \cdot H_3(p, \lambda). \end{aligned} \quad (2.48)$$

Из условия непрерывности касательных компонент напряжённостей электрического поля на границах выделенных областей, когда $z = -(d + d_1)$ и $z = (d + d_2)$ получаем выражения, связывающие напряжённости магнитных полей на границах с возбуждающими токами в индукторах

$$H_1(p, \lambda) = \frac{1}{\left[G_1(p, \lambda) \text{ch}(q_1(p, \lambda) d_1) - 1 \right]} \cdot \left(-j_1(p) f(\lambda) e^{-\lambda \cdot h} + G_1(p, \lambda) H_3(p, \lambda) \right) \quad (2.49)$$

$$\text{где } G_1(p, \lambda) = \frac{\lambda}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)}.$$

$$H_2(p, \lambda) = \frac{1}{\left[\frac{\mu_2}{\mu_0} G_2(p, \lambda) \text{ch}(q_2(p, \lambda) d_2) - 1 \right]} \cdot \left(j_2(p) f(\lambda) e^{-\lambda h} + \frac{\mu_2}{\mu_0} G_2(p, \lambda) H_3(p, \lambda) \right) \quad (2.50)$$

$$\text{где } G_2(p, \lambda) = \frac{\lambda}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)}.$$

В конечном итоге интерес представляет режим, когда магнитное поле во внутренней полости рассматриваемой системы обращается нуль, то есть, $H_3(p, \lambda) \approx 0$.

В этом случае из выражения (2.48) получаем зависимость:

$$\frac{H_1(p, \lambda)}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} + \frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right) \cdot H_2(p, \lambda)}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} \approx 0. \quad (2.51)$$

Необходимо отметить, что при $|q_1(p, \lambda) \cdot d_1| \ll 1$, $|q_2(p, \lambda) \cdot d_2| \ll 1$, $\mu_2 \rightarrow \mu_0$ и $\lambda \rightarrow 0$ из (2.51) следует

зависимость: $\frac{H_{1m}}{H_{2m}} = -\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}$, с точностью до обозначений совпадающая с

аналогом, полученным авторами [133, 134].

Далее, из формул (2.49) и (2.50) находим, что:

$$H_1(p, \lambda) = j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} \cdot \frac{1}{\left[1 + G_1(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda) d_1)\right]}, \quad (2.52)$$

$$H_2(p, \lambda) = j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} \cdot \frac{1}{\left[1 + \frac{\mu_2}{\mu_0} G_2(p, \lambda) \text{ch}(q_2(p, \lambda) d_2)\right]}. \quad (2.53)$$

Выражения (2.52) и (2.53) подставим в зависимость (2.51). Получаем связь между токами в индукторах, обеспечивающую реализацию требуемого режима работы системы.

$$\frac{j_1(p)}{j_2(p)} \approx \frac{\left[1 + G_1(p, \lambda) \cdot \operatorname{ch}(q_1(p, \lambda)d_1)\right]}{\left[1 + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right) \cdot G_2(p, \lambda) \cdot \operatorname{ch}(q_2(p, \lambda)d_2)\right]} \cdot \frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_0}\right) \cdot q_1(p, \lambda) \cdot \operatorname{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)}{q_2(p, \lambda) \cdot \operatorname{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} \quad (2.54)$$

Зависимость (2.54) связывает между собой токи в индукторах, геометрические и электрофизические характеристики металлических листов. Она соответствует состоянию, когда имеет место развитие электромагнитных процессов в двух измерениях OZ и OY . В направлении OZ процесс определяется постоянными распространения – $q_{1,2}(p, \lambda)$. В направлении OY – это постоянная λ .

Естественно, двумерные электромагнитные процессы в рассматриваемой системе только усложняют практическую реализацию предлагаемого способа измерения удельной электропроводности и, соответственно, использование полученных результатов.

Перейти к одномерным процессам в рассматриваемой системе можно при выполнении определённых условий. Установим их.

Выражения для возбуждаемых полей содержат функцию – $f(\lambda)$, представляющую собой косинус-преобразование Фурье пространственного распределения плотностей токов в индукторах. Эта функция определяет развитие электромагнитных процессов в направлении OY .

При равномерном распределении токов в индукторах, описываемом зависимостью $f(y) = [\eta(y+a) - \eta(y-a)]$ в соответствии с выражением (2.26) получаем, что:

$$f(\lambda) = \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^a f(y) \cdot \cos(\lambda y) dy = 2 \cdot \left[\frac{a}{\pi} \cdot \frac{\sin(\lambda a)}{(\lambda a)} \right]. \quad (2.55)$$

Известно аналитическое представление $\delta(x)$ – функции Дирака в виде [137]

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \lim_{a \rightarrow \infty} \left[a \cdot \frac{\sin(a \cdot x)}{(a \cdot x)} \right]. \quad (2.56)$$

Из сопоставления выражений (2.55) и (2.56), становится очевидным, что при достаточно протяжённой в поперечном направлении обмотки индукторов (строго, это $a \rightarrow \infty$) – $f(\lambda) \rightarrow 2 \cdot \delta(\lambda)$ и в подынтегральных выражениях для образов полей следует принимать, что $\lambda \rightarrow 0$, а $q_1(p, \lambda) \rightarrow \sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1}$ и $q_2(p, \lambda) \rightarrow \sqrt{p \cdot \mu_2 \cdot \gamma_2}$.

Итак, для достаточно протяжённых обмоток индукторов $G_{1,2}(p, \lambda) \rightarrow 0$, а выражение (2.54) принимает вид

$$\frac{j_1(p)}{j_2(p)} \approx \sqrt{\frac{\mu_2 \cdot \gamma_1}{\mu_0 \cdot \gamma_2}} \cdot \frac{\text{sh}(\sqrt{p \mu_0 \gamma_1} \cdot d_1)}{\text{sh}(\sqrt{p \mu_2 \gamma_2} \cdot d_2)}. \quad (2.57)$$

Использование условий тонкостенности металлических листов при $\mu_2 \gg \mu_0$ (допущение п.9) не позволяет перейти от гиперболических синусов в выражении (2.57) к первым членам их разложений в окрестности нуля [137].

Для получения рабочего соотношения положим, что плотность тока со стороны немагнитного образца задана своей амплитудой – j_{1m} и гармонической временной зависимостью – $\sin(\omega t)$, ω – циклическая частота сигнала, то есть, $j_1(t) = j_{1m} \cdot \sin(\omega t)$.

Соотношение (2.57) перепишем в виде, позволяющем установить необходимые параметры плотности тока со стороны магнитного образца

$$j_2(p) \approx \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \gamma_2}{\mu_2 \cdot \gamma_1}} \cdot j_1(p) \cdot \frac{\text{sh}(\sqrt{p \mu_2 \gamma_2} \cdot d_2)}{\text{sh}(\sqrt{p \mu_0 \gamma_1} \cdot d_1)}. \quad (2.58)$$

Правую часть выражения (2.58) можно рассматривать как произведение $j_1(p)$ и функции, равной отношению гиперболических синусов. В пространстве оригиналов данному произведению будет соответствовать свёртка плотности тока и некоторой функции времени [137]

$$j_1(p) \cdot \frac{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_2\gamma_2} \cdot d_2\right)}{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_0\gamma_1} \cdot d_1\right)} \Leftrightarrow j_1(t) * F(t), \quad (2.59)$$

$$\text{где } F(t) - \text{оригинал, } F(t) \Leftrightarrow \frac{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_2\gamma_2} \cdot d_2\right)}{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_0\gamma_1} \cdot d_1\right)}.$$

В соответствии с известными математическими методами функция $F(t)$ запишется в виде [137]

$$F(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\pi n}{\tau_1} \cdot (-1)^{n+1} \cdot \sin\left(\pi n \cdot \sqrt{\frac{\mu_2\gamma_2}{\mu_0\gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right) \cdot e^{-\alpha_n \cdot t}, \quad (2.60)$$

$$\text{где } \alpha_n = \frac{(\pi n)^2}{\tau_1}, \quad \tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2.$$

В соответствии с временными зависимостями для $j_1(t)$ и $F(t)$ раскроем свёртку в выражении (2.59).

Получим, что

$$\sin(\omega t) * e^{-\alpha_n \cdot t} = \frac{\alpha_n}{\alpha_n^2 + \omega^2} \cdot \left[\sin(\omega t) - \left(\frac{\omega}{\alpha_n}\right) \cdot \left(\cos(\omega t) - e^{-\alpha_n \cdot t}\right) \right]. \quad (2.61)$$

Для $\left(\frac{\omega}{\alpha_n}\right) \ll 1$ выражение (2.61) принимает вид

$$\sin(\omega t) * e^{-\alpha_n \cdot t} \approx \frac{1}{\alpha_n} \cdot \sin(\omega t). \quad (2.62)$$

Неравенство $\left(\frac{\omega}{\alpha_n}\right) \ll 1$ следует интерпретировать как требование

достаточно низких частот сигналов в обмотках индукторов.

Результат (2.62) говорит о том, что при соответствующем выборе частоты тока со стороны немагнитного образца рабочая ситуация реализуется, если и второй ток (со стороны уже магнитного образца) так же как и первый изменяется во времени по гармоническому закону, то есть, $j_2(t) \approx j_{2m} \cdot \sin(\omega t)$, j_{2m} – амплитуда.

С учётом (2.62) выражение (2.59) в пространстве оригиналов принимает вид

$$j_2(t) \approx \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \gamma_2}{\mu_2 \cdot \gamma_1}} \cdot j_{1m} \sin(\omega t) \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot \frac{\sin\left(n \cdot \left(\pi \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right)\right)}{n}. \quad (2.63)$$

Сумма в правой части зависимости (2.63) может быть строго вычислена [137, 138]

$$\frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot \frac{\sin\left(n \cdot \left(\pi \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right)\right)}{n} = \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}. \quad (2.64)$$

Теперь зависимость (2.63) после исключения временных функций принимает вид

$$\frac{j_{2m}}{j_{1m}} \approx \frac{\gamma_2 \cdot d_2}{\gamma_1 \cdot d_1}. \quad (2.65)$$

Отсюда неизвестная удельная электропроводность ферромагнетика может быть найдена как

$$\gamma_2 \approx \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2} \cdot \frac{j_{2m}}{j_{1m}}. \quad (2.66)$$

Зависимость (2.66) говорит о том, что в измерениях электропроводности предлагаемым методом при достаточно низких частотах сигналов в обмотках индукторов магнитные свойства исследуемого образца не оказывают никакого влияния на результаты измерения.

Практически это означает, что величины токов в обмотках индукторов могут выбираться вне зависимости от того, какие магнитные поля возбуждаются в системе.

Физически, данный вывод можно объяснить тем, что зависимость (2.66) получена для геометрии индукторов ($a \rightarrow \infty$), возбуждающих в системе только тангенциальные компоненты вектора электромагнитного поля. В отличие от нормальных составляющих, как известно, они непрерывны на границах раздела сред с различными магнитными свойствами. Процессы их проникновения определяются, в основном, исключительно проводимостью металлов.

В заключение проведенного рассмотрения следует особо выделить диапазон «достаточно низких частот», который определяет работоспособность предлагаемого способа измерения.

А именно, из $\left(\frac{\omega}{\alpha_n}\right) \ll 1$ для максимально возможного значения в левой части неравенства при $n=1$ получаем, что $\frac{\omega \cdot \tau_1}{\pi^2} \ll 1$ или, окончательно, частота сигналов должна удовлетворять соотношению

$$f \ll \frac{\pi}{2(\mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2)}. \quad (2.67)$$

2.2.3 Численные оценки удельной электропроводности, анализ дееспособности метода

В заключение настоящего рассмотрения приведём пример расчёта одного из вариантов практической реализации предлагаемого «метода встречных магнитных полей» для измерения удельной электропроводности ферромагнитных листовых металлов.

Принципиальная схема соответствует рисунку 2.3.

Индукторы представляют собой плоские прямоугольные соленоиды, обмотки которых выполнены из медного провода с поперечным сечением $\sim 1 \text{ мм}^2$, количество витков – $w \approx 50$, что соответствует величине $a \approx 25 \text{ мм}$. Изоляционные промежутки – $h, (2d) \approx 1-2 \text{ мм}$. Датчик поля в центральной полости между листами представляет собой катушку с числом витков $\sim N \approx 100$, которая располагается перпендикулярно виткам обмоток индукторов (её поперечное сечение $\sim 1 \text{ мм} \times 25 \text{ мм}$, $S \approx 25 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$). К электрическим выводам датчика подключается милливольтметр.

В цепи питания индукторов могут включаться миллиамперметры.

Один из листов является контрольным образцом. Пусть это будет медная фольга толщиной – $d_1 \approx 50 \text{ мкм}$, $\gamma_1 \approx 6 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$.

Толщина второго листа может быть измерена, пусть $d_2 \approx 1,0 \text{ мм}$, $\gamma_2 \approx ?$

Пусть обмотки индукторов подключаются к сети промышленного напряжения с частотой $f_c \approx 50 \text{ Гц}$. Например, если исследуемый образец – конкретная сталь с электропроводностью – $\gamma_2 \approx 0,4 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$, то оценка с

помощью неравенства (2.67) показывает, что $\frac{\pi}{2(\mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2)} \approx 0,33 \cdot 10^5 \gg 50$. То

есть, частота сигналов в обмотках индукторов полностью обеспечивает работоспособность измерений.

Величины токов в обмотках индукторов примем такими, что $I_{1,2m} \leq 0,1 \text{ А}$.

Далее, варьируя амплитуды токов питания в допустимых пределах, следует добиться нулевой разности потенциалов на выходе датчика поля. Теперь неизвестная электропроводность может быть найдена с помощью соотношения (2.66).

Заканчивая численную иллюстрацию собственно метода, можно оценить реальную «чувствительность» предложенного способа.

Например, для стали с выбранным значением удельной электропроводности $\gamma_2 \approx 0,4 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$ отношение токов в обмотках

индукторов должно составлять $\frac{I_{1m}}{I_{2m}} \approx \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2} = \frac{6 \cdot 10^7 \cdot 50 \cdot 10^{-6}}{0,4 \cdot 10^7 \cdot 10^{-3}} \approx 0,75$. То есть,

их рабочие значения будут равны 100 мА и 75 мА, соответственно.

Проведенные оценки наглядно и убедительно иллюстрируют практическую действенность предлагаемого способа измерения удельной электропроводности листовых магнитных металлов.

Основным результатом проведенного рассмотрения являются следующие выводы:

- метод «встречных магнитных полей» позволяет измерять удельную электропроводность не только немагнитных металлов, но и тонкостенных листовых ферромагнитных образцов;

- в случае «абсолютно прозрачных» обмоток индукторов рабочее соотношение для определения удельной электропроводности включает не напряжённости магнитных полей на внешних границах листовых металлов, а токи, возбуждающие систему.

2.3 Возбуждение системы индукторами с обмотками в виде тонкостенных экранов

2.3.1 Физико-математическая модель процессов в методе измерения удельной электропроводности с индукторами с обмотками в виде тонкостенных экранов

Предыдущие рассмотрения электромагнитных процессов в системе измерения удельной электропроводности с помощью метода «встречных магнитных полей» для расчётов используют модели «предельных» физических идеализаций.

Первая – это представление обмоток индукторов массивными достаточно хорошими проводниками, вторая – это модель, в которой обмотки индукторов «абсолютно прозрачны» для возбуждаемых полей. Полученные результаты позволили установить основные закономерности процессов в системе, связать параметры не только полей, но и токов в индукторах, с искомыми характеристиками исследуемых металлов.

Использованные идеализации весьма затруднительны в конкретной технической реализации.

Так, работа с низкими частотами возбуждаемых полей предполагает увеличение эффективной глубины проникновения в металл обмоток индукторов. Практически это соответствует увеличению воздушных зазоров между рабочими поверхностями источников полей и листовыми металлами, что нарушает принятое условие их малости. Последнее обстоятельство ведёт к неравномерности пространственного распределения напряжённости. А этот факт, в свою очередь, искажает достоверность рабочих соотношений для определения неизвестной электропроводности.

«Абсолютно прозрачные» индукторы – это генераторы не только плоских, но и волн другого типа [132-134]. Помимо тангенциальной компоненты появляется нормальная составляющая напряжённости возбуждаемого поля, что существенно искажает картину электромагнитных процессов, необходимую для успешной реализации метода «встречных» полей.

Цель настоящего рассмотрения – теоретическое обоснование способа бесконтактного измерения удельной электропроводности листового ферромагнетика с помощью «встречных» магнитных полей в системе с индукторами, обмотки которых представляются тонкостенными проводящими слоями, отделяющими собственно систему от свободного полупространства.

Данная модель представляется достаточно адекватной реально возможной технической реализации, поскольку позволяет количественно учесть влияние металла обмоток на протекающие электромагнитные процессы и, соответственно, на вид рабочих соотношений для определения неизвестной электропроводности исследуемого образца.

Предлагаемая модельная схема системы приведена на рисунке 2.5.

Измерительный комплекс состоит из параллельно размещённых плоского индуктора – 1, первого немагнитного листового металла (со стороны индуктора – 1), второго листового магнитного металла (со стороны индуктора – 2) и, собственно, плоского индуктора – 2.

Все составляющие комплекса разделены диэлектрическими промежутками.

Индукторы – 1 и 2 подключаются к источнику питания так, чтобы обеспечить возможность отдельной регулировки токов в их обмотках, что позволяет добиться нулевого магнитного потока в пространстве между листами.

Немагнитный металл является контрольным. Его электропроводность – γ_1 , магнитная проницаемость – $\mu_1 \approx \mu_0$ (μ_0 – магнитная проницаемость вакуума) и толщина – d_1 известны. Второй листовой металл обладает известной толщиной – d_2 , но неизвестными электропроводностью – γ_2 и магнитной проницаемостью – μ_2 .

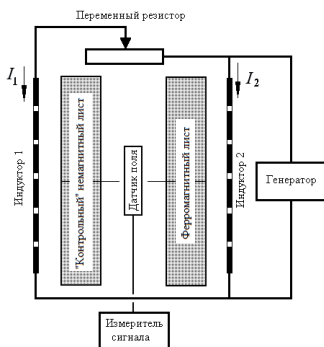


Рисунок 2.5 – Модельная схема измерения удельной электропроводности при возбуждении системы индукторами с «тонкостенными» обмотками

Как уже было указано, из соотношения, включающего амплитуды сигналов в индукторах и электрофизические параметры металлов между ними, можно определить неизвестную удельную электропроводность одного из них.

Следует подчеркнуть, что работоспособность предлагаемого способа зависит от многих факторов. Но обязательным среди них является низкочастотный временной режим, обеспечивающий достаточную «прозрачность» элементов системы для действующих полей, что означает их интенсивное проникновение сквозь листовые металлы и обмотки индукторов. В

этом случае система, вероятно, не потребует специального источника питания, а сможет работать просто от сети промышленного напряжения.

При решении поставленной задачи принимаем следующие допущения.

1. Источниками возбуждаемого поля в системе являются индукторы-соленоиды 1 и 2 одинаковой геометрии и идентичным расположением относительно листовых металлов на одинаковом и достаточно малом расстоянии – h от них, так что $\frac{h}{a} \ll 1$, где a – ширина обмоток соленоидов.

2. В каждом из индукторов токоподводы к рабочей зоне удалены настолько, что их влиянием можно пренебречь.

3. Изоляционные промежутки между витками – b достаточно малы, так что $\frac{b}{a} \ll 1$.

4. Плотность токов в соленоидах – $j_1(t)$ и $j_2(t)$. Их временные параметры таковы, что в расчётах приемлемо известное условие квазистационарности происходящих электромагнитных процессов и $\left(\frac{\omega}{c} \cdot a\right) \ll 1$ (здесь ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме) [139].

5. Плоские обмотки соленоидов и металлические листы являются достаточно тонкостенными (но не «абсолютно прозрачными»!) с геометрической, а также с электродинамической точек зрения, так что $\frac{d_i}{a} \ll 1$ и $\frac{d_{1,2}}{a} \ll 1$, а $\omega \cdot \mu_0 \cdot \gamma_i \cdot d_i^2 \ll 1$ и $\omega \cdot \mu_0 \cdot \gamma_{1,2} \cdot d_{1,2}^2 \ll 1$ ($d_{i,1,2}$ – толщины обмоток соленоидов и листовых металлов, соответственно, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, γ_i – удельная электропроводность металла обмоток соленоидов, $\gamma_{1,2}$ – удельные электропроводности металлических листов).

6. В измерении OX соленоиды достаточно протяжённые, так что $\frac{d}{dx} \approx 0$.

7. Размеры листов в измерениях OX и OY достаточно велики, расстояние между ними – $2d$ достаточно мало $\left(\frac{2d}{a} \ll 1\right)$, магнитное поле между ними однородно.

8. В соответствии с положениями 1–7 для проведения расчётов приемлема модель на рисунке 2.6.

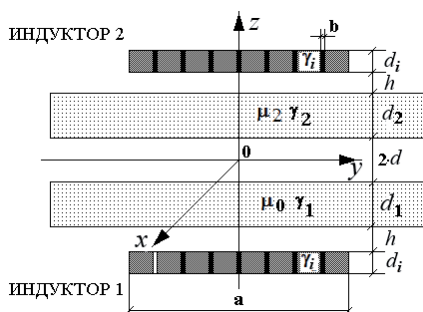


Рисунок 2.6 – Расчётная модель

9. Магнитная проницаемость исследуемого листового металла – $\mu_2 \approx \text{const}$.

10. Система возбуждается x –составляющей тока индуктора, вследствие чего нетривиальными составляющими вектора электромагнитного поля являются $E_x \neq 0, H_{y,z} \neq 0$.

2.3.2 Расчетные соотношения для измерения удельной электропроводности

Уравнения Максвелла в пространстве L –изображений с учётом нулевых начальных условий, имеют вид [136, 137, 138]

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z(p, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(p, y, z)}{\partial z} = j_x(p, y, z) \end{array} \right. \quad (2.68)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial z} = -\mu \cdot p \cdot H_y(p, y, z) \end{array} \right. \quad (2.69)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial y} = \mu \cdot p \cdot H_z(p, y, z) \end{array} \right. \quad (2.70)$$

где p – параметр преобразования Лапласа;

$$H_{y,z}(p, y, z) = L\{H_{y,z}(t, y, z)\};$$

$$E_x(p, y, z) = L\{E_x(t, y, z)\};$$

μ – магнитная проницаемость среды;

$$j_x(p, y, z) = L\{j_x(t, y, z)\}.$$

В общем случае плотность тока описывается зависимостью

$$j_x(p, y, z) = (p \cdot \varepsilon + \gamma) \cdot E_x(p, y, z) + j_{x1,2}(p, y, z), \quad (2.71)$$

где γ, ε – удельная электропроводность и диэлектрическая проницаемость среды;

$j_{x1,2}(t, y, z)$ – плотность стороннего тока в индукторах 1 и 2, соответственно;

$$j_{x1}(p, r, z) = j_1(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z + L_1), \quad L_1 = (d + d_1 + h);$$

$$j_{x2}(p, y, z) = j_2(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z - L_2), \quad L_2 = (d + d_2 + h);$$

$f(y)$ – функция поперечного распределения тока в обмотках индукторов;

$\delta(x)$ – дельта функция Дирака.

Поскольку поставленная задача классифицируется как линейная и аддитивная относительно характеристик электромагнитных процессов,

справедлив принцип суперпозиции полей, возбуждаемых каждым из источников.

Выполним решения для каждого из них в отдельности. При этом положим, что металл обмотки действующего источника поля не влияет на электромагнитные процессы в системе, а металл обмотки второго соленоида представляет собой тонкостенный металлический экран, отделяющий систему от свободного полупространства.

Итак, «условная» модель рассматриваемой системы при работе индуктора №1 – это последовательность следующих элементов: «источник поля (индуктор №1 с плотностью тока $j_1(t)$) – изоляционный промежуток – лист металла (γ_1, d_1) – изоляционный промежуток – лист металла (γ_2, d_2) – изоляционный промежуток – плоская обмотка индуктора №2, то есть, лист металла (γ_i, d_i) – свободное полупространство».

«Условная» модель при работе индуктора №2 – это «источник поля (индуктор №2 с плотностью тока $j_2(t)$) – изоляционный промежуток – лист металла (γ_2, d_2) – изоляционный промежуток – лист металла (γ_1, d_1) – изоляционный промежуток – плоская обмотка индуктора №1, то есть, лист металла (γ_i, d_i) – свободное полупространство».

Решения, найденные для каждой из выделенных «условных» моделей, суммируются, полученные аналитические соотношения служат основой для анализа электромагнитных процессов в исследуемой системе. Видимым преимуществом предложенного подхода является возможность учесть экранирующие свойства обмоток соленоидов. Их наличие, как тонкостенных листовых металлов, отделяющих систему от свободного полупространства, означает, что поле действующего источника эффективно экранируется. Как показали оценки, выполненные авторами [140], при проникновении поля в свободное полупространство даже сквозь хорошо проводящий медный лист толщиной ~ 50 микрон отношение амплитуд проникшей и падающей

касательных компонент напряжённости магнитного поля составляет менее, чем $\sim 10^{-5}$.

Начнём с первой «условной» модели, где по обмотке индуктора №1 протекает ток с плотностью $-j_1(t)$. В индукторе №2 ток отсутствует, а металл его обмотки экранирует систему от свободного полупространства $z \geq (d + d_2 + h + d_i)$.

При решении поставленной задачи выделим области с однородными электрофизическими характеристиками:

- 1) свободное полупространство вне первого листового металла с источником поля – индуктором №1, $z \in (-\infty, -(d_1 + d)]$;
- 2) область первого листового металла, $z \in [-(d_1 + d), -d]$;
- 3) полоса свободного пространства между листовыми металлами, $z \in [-d, d]$;
- 4) область второго листового металла, $z \in [d, (d + d_2)]$;
- 5) полоса свободного пространства между вторым листовым металлом и металлом обмотки индуктора №2, $z \in [(d + d_2), (d + d_2 + h)]$.

Вне металла обмотки индуктора №2, где $z \in [(d + d_2 + h + d_i), \infty)$, – свободное полупространство.

Из дифференциальных уравнений – (2.68) – (2.70) и соотношения (2.71) в рамках принятых допущений получим уравнения для x –компоненты напряжённости электрического поля $E_x(p, y, z)$ в выделенных областях.

В области 1, $z \in (-\infty, -(d_1 + d)]$, получаем, что:

$$\frac{\partial^2 E_x^{(1)}(p, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x^{(1)}(p, y, z)}{\partial y^2} = \mu_0 \cdot p \cdot j_{x1}(p, y, z). \quad (2.72)$$

В металле первого листа, область 2, $z \in [-(d_1 + d), -d]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(2)}(p, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x^{(2)}(p, y, z)}{\partial y^2} - (p\mu_0\gamma_1) \cdot E_x^{(2)}(p, y, z) = 0, \quad (2.73)$$

Между листовыми металлами (область 3, $z \in [-d, d]$) связь между напряжённостями электрического и магнитного поля можно зафиксировать известным соотношением

$$\oint_L \vec{E}_x(p, y, z) \cdot d\vec{l} = - \oint_S p \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}_y(p, y, z) \cdot d\vec{S}, \quad (2.74)$$

где $\vec{E}_x(p, y, z) \Big|_L$ – вектор напряжённости электрического поля на

контуре – L , ограничивающем рассматриваемую область в плоскости ZOX ;

$\vec{H}_y(p, y, z) \Big|_S$ – вектор напряжённости магнитного поля на поверхности

– S , ограниченной контуром – L .

В металле второго листа, область 4, $z \in [d, (d + d_2)]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(4)}(p, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x^{(4)}(p, y, z)}{\partial y^2} - (p\mu_2\gamma_2) \cdot E_x^{(4)}(p, y, z) = 0. \quad (2.75)$$

В области 5, $z \in [(d + d_2), (d + d_2 + h)]$, получаем, что:

$$\frac{\partial^2 E_x^{(5)}(p, y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x^{(5)}(p, y, z)}{\partial y^2} = 0. \quad (2.76)$$

В принятой расчётной модели имеет место электрическая и геометрическая симметрия в измерении OY относительно оси аппликат OZ .

Поэтому распределение по ординате для $E_x(p, y, z)$ из уравнений (2.72) – (2.76) можно описать интегральным косинус-преобразованием Фурье [137]

$$E_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} E_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda \cdot y) \cdot d\lambda, \quad (2.77)$$

где λ – параметр интегрального преобразования.

В соответствии с (2.77) уравнения (2.72) – (2.76) приводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям второго порядка:

а) в области 1, $z \in (-\infty, -(d_1 + d)]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(1)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - \lambda^2 \cdot E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = K_1(p, \lambda) \cdot \delta(z + L_1). \quad (2.78)$$

где $K_1(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j_1(p) \cdot f(\lambda)$; $f(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{\infty} f(y) \cdot \cos(\lambda \cdot y) \cdot dy$;

б) в металле первого листа, область 2, $z \in [-(d_1 + d), -d]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(2)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - q_1^2(p, \lambda) \cdot E_x^{(2)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (2.79)$$

где $q_1(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma_1}$;

в) между листовыми металлами (область 3, $z \in [-d, d]$) согласно допущению – п.7 имеет место однородное магнитное поле, что позволяет интегральную связь (2.74) записать в виде

$$E_x^{(3)}(p, \lambda, z = -d) - E_x^{(3)}(p, \lambda, z = d) \approx -p \cdot \mu_0 \cdot (2d) \cdot H_3(p, \lambda), \quad (2.80)$$

где $H_3(p, \lambda) \approx H_y^{(3)}(p, \lambda, z)$ – тангенциальная компонента Фурье-образа напряжённости магнитного поля в пространстве между листами;

$E_x^{(3)}(p, \lambda, z = \mp d)$ – Фурье-образ x – компоненты напряжённости электрического поля на границах $z = \mp d$;

г) в металле второго листа, область 4, $z \in [d, (d + d_2)]$

$$\frac{\partial^2 E_x^{(4)}(p, \lambda, z)}{\partial z^2} - q_2^2(p, \lambda) \cdot E_x^{(4)}(p, \lambda, z) = 0, \quad (2.81)$$

где $q_2(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_2\gamma_2}$;

д) в области 5, $z \in [(d + d_2), (d + d_2 + h)]$

$$\frac{d^2 E_x^{(5)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_x^{(5)}(p, \lambda, z) = 0. \quad (2.82)$$

Общие интегралы уравнений для напряжённости электрического поля в выделенных областях имеют вид [137]:

а) в полупространстве со стороны индуктора №1, $z \in (-\infty, -(d_1 + d)]$, условию ограниченности для $z \rightarrow -\infty$ удовлетворяет функция

$$E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + \frac{K_1(p, \lambda)}{\lambda} \cdot \eta(z + L_1) \cdot \text{sh}(\lambda \cdot (z + L_1)), \quad (2.83)$$

где $A_1(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования;

б) в металле первого листа, область 2, $z \in [-(d_1 + d), -d]$

$$E_x^{(2)}(p, \lambda, z) = B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z}, \quad (2.84)$$

где $B_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования;

в) во внутренней полости – область 3, $z \in [-d, d]$, соотношение (2.80) перепишем в терминах соответствующих граничных значений напряжённостей электрических полей, возбуждаемых в листовых металлах

$$E_x^{(2)}(p, \lambda, z = -d) - E_x^{(4)}(p, \lambda, z = d) \approx -p \cdot \mu_0 \cdot (2d) \cdot H_3(p, \lambda), \quad (2.85)$$

где $E_x^{(2)}(p, \lambda, z = -d) = E_x^{(3)}(p, \lambda, z = -d)$;

$$E_x^{(4)}(p, \lambda, z = d) = E_x^{(3)}(p, \lambda, z = d);$$

г) в металле второго листа, область 4, $z \in [d, (d + d_2)]$

$$E_x^{(4)}(p, \lambda, z) = C_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} + C_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z}, \quad (2.86)$$

где $C_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования;

д) в области 5, $z \in [(d + d_2), (d + d_2 + h)]$

$$E_x^{(5)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z}, \quad (2.87)$$

где $D_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования.

С помощью уравнения (2.69) и выражений (2.82) – (2.87) найдём касательные компоненты напряжённости магнитного поля в каждой из выделенных областей:

$$\text{a) } z \in [-\infty, -(d + d_1)],$$

$$H_y^{(1)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot \left(A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + \frac{K_1(p, \lambda)}{\lambda} \eta(z + L_1) \text{ch}(\lambda(z + L_1)) \right); (2.88)$$

$$\text{б) } z \in [-(d_1 + d), -d],$$

$$H_y^{(2)}(p, \lambda, z) = -\frac{q_1(p, \lambda)}{p\mu_0} \left(B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} - B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z} \right); (2.89)$$

$$\text{в) } z \in [d, (d + d_2)],$$

$$H_y^{(4)}(p, \lambda, z) = -\frac{q_2(p, \lambda)}{p\mu_2} \left(C_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} - C_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z} \right); (2.90)$$

$$\text{г) } z \in [(d + d_2), (d + d_2 + h)],$$

$$H_y^{(5)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot \left(D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} \right). \quad (2.91)$$

Одну из произвольных постоянных интегрирования в выражениях для напряжённостей электрического и магнитного полей в области, отделённой от свободного полупространства тонкостенным металлом обмотки индуктора №2 ($z \in [(d + d_2), (d + d_2 + h)]$) можно исключить с помощью приближённого граничного условия, полученного авторами [133]

$$E_x^{(5)}(p, \lambda, z = d + d_2 + h) \approx \frac{1}{(\gamma_i \cdot d_i)} \cdot H_y^{(5)}(p, \lambda, z = d + d_2 + h). \quad (2.92)$$

Подставляя (2.87) и (2.91) в соотношение (2.92), находим, что

$$D_2 = -D_1 \cdot \left(\frac{p\tau_i + (\lambda d_i)}{p\tau_i - (\lambda d_i)} \right) \cdot e^{2\lambda \cdot (d+d_2+h)}, \quad (2.93)$$

где $\tau_i = \mu_0 \gamma_i d_i^2$ – постоянная времени проникновения магнитного поля в металл обмотки индуктора №2 толщиной – d_i и с удельной электропроводностью – γ_i .

Теперь зависимости (2.87) и (2.91) принимают вид в области – $z \in [(d+d_2), (d+d_2+h)]$

$$E_x^{(5)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) e^{\lambda(d+d_2+h)} \times \\ \times \left[e^{\lambda(z-(d+d_2+h))} - \left(\frac{p\tau_i + (\lambda d_i)}{p\tau_i - (\lambda d_i)} \right) e^{-\lambda(z-(d+d_2+h))} \right], \quad (2.94)$$

$$H_y^{(5)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p\mu_0} D_1(p, \lambda) e^{\lambda(d+d_2+h)} \times \\ \times \left[e^{\lambda(z-(d+d_2+h))} + \left(\frac{p\tau_i + (\lambda d_i)}{p\tau_i - (\lambda d_i)} \right) e^{-\lambda(z-(d+d_2+h))} \right]. \quad (2.95)$$

Введём значения Фурье-образов тангенциальной составляющей напряжённости магнитного поля, возбуждаемого индуктором №1 на граничных поверхностях рассматриваемой системы, когда $z = -(d+d_1)$, $z = \pm d$, $z = (d+d_2)$.

Пусть на границе $z = -(d+d_1)$ это $H_1^{(\mathcal{N}21)}(p, \lambda)$, на границах $-z = \pm d$ это $H_3^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda)$, на границе $z = (d+d_2)$ это $H_2^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda)$.

Далее, все произвольные постоянные интегрирования в выражениях для компонент векторов электрического и магнитного полей выразим через введенные граничные значения.

Получим, что:

$$\left\{ \begin{aligned} E_x^{(1)}(p, \lambda, z) &= \frac{P\mu_0}{\lambda} \cdot \left[- \left(H_1^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) + j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot \text{ch}(\lambda h) \right) \cdot e^{\lambda(z+(d+d_1))} + \right. \\ &\quad \left. + j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot \eta(z+L_1) \cdot \text{sh}(\lambda \cdot (z+L_1)) \right] \quad (2.96) \\ H_y^{(1)}(p, \lambda, z) &= \left(H_1^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) + j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot \text{ch}(\lambda h) \right) \cdot e^{\lambda(z+(d+d_1))} - \\ &\quad - j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot \eta(z+L_1) \cdot \text{ch}(\lambda \cdot (z+L_1)), \quad (2.97) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_x^{(2)}(p, \lambda, z) &= -\frac{P\mu_0}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} \cdot \left[-H_1^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda)(z+d)) + \right. \\ &\quad \left. + H_3^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda)(z+(d+d_1))) \right] \quad (2.98) \\ H_y^{(2)}(p, \lambda, z) &= \frac{1}{\text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} \cdot \left[-H_1^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda)(z+d)) + \right. \\ &\quad \left. + H_3^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda)(z+(d+d_1))) \right], \quad (2.99) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_x^{(4)}(p, \lambda, z) &= -\frac{P\mu_2}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} \cdot \left[H_2^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda)(z-d)) - \right. \\ &\quad \left. - H_3^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda)(z-(d+d_2))) \right] \quad (2.100) \\ H_y^{(4)}(p, \lambda, z) &= \frac{1}{\text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} \cdot \left[H_2^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda)(z-d)) - \right. \\ &\quad \left. - H_3^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda)(z-(d+d_2))) \right], \quad (2.101) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_x^{(5)}(p, \lambda, z) &= -\frac{P\mu_0}{\lambda} \cdot H_2^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \times \\ &\quad \times \frac{(p\tau_i) \text{sh}(\lambda(z-(d+d_2+h))) - (\lambda d_i) \text{ch}(\lambda(z-(d+d_2+h)))}{(p\tau_i) \cdot \text{ch}(\lambda h) + (\lambda d_i) \cdot \text{sh}(\lambda h)} \quad (2.102) \\ H_y^{(5)}(p, \lambda, z) &= H_2^{(\mathcal{N} \hat{e} 1)}(p, \lambda) \times \\ &\quad \times \frac{(p\tau_i) \text{ch}(\lambda(z-(d+d_2+h))) - (\lambda d_i) \text{sh}(\lambda(z-(d+d_2+h)))}{(p\tau_i) \cdot \text{ch}(\lambda h) + (\lambda d_i) \cdot \text{sh}(\lambda h)}. \quad (2.103) \end{aligned} \right.$$

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих напряжённости электрического поля на границах раздела выделенных областей найдём напряжённость магнитного поля, возбуждаемого индуктором №1 между листовыми металлами во внутренней полости рассматриваемой системы.

Вначале с помощью соотношений (2.85), (2.98) и (2.100) находим, что:

$$\left[S_1(p, \lambda) \cdot H_1^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \cdot H_2^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda) \right] = F_1^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda) \cdot H_3^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda), \quad (2.104)$$

$$\text{где } S_1(p, \lambda) = \frac{1}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)};$$

$$S_2(p, \lambda) = \frac{1}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)};$$

$$F_1^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda) = \left(S_1(p, \lambda) \text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \text{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2) - 2d \right)$$

Далее, из равенства зависимостей (2.96) и (2.98), (2.100) и (2.102) на границах $z = -(d + d_1)$ и $z = (d + d_2)$, соответственно, получаем выражения для касательных компонент вектора напряжённости магнитного поля – $H_1^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda)$ и $H_2^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda)$

$$H_1^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda) = S_3(p, \lambda) \cdot \left(-j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} + \lambda \cdot S_1(p, \lambda) \cdot H_3^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda) \right), \quad (2.105)$$

$$\text{где } S_3(p, \lambda) = \frac{1}{\left[1 + \lambda \cdot S_1(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) \right]}.$$

$$H_2^{(\mathbb{N}1)}(p, \lambda) = \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot S_2(p, \lambda) \cdot S_4(p, \lambda) \cdot H_3^{(\mathbb{N}1)}(p, \lambda), \quad (2.106)$$

$$\text{где } S_4(p, \lambda) = \frac{1}{\left[F_2^{(\mathbb{N}1)}(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot S_2(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda)d_2) \right]};$$

$$F_2^{(\mathbb{N}1)}(p, \lambda) = d_i \cdot \frac{[p\mu_0\gamma_i(d_i \cdot h)] \cdot \left(\frac{\text{sh}(\lambda h)}{\lambda h} \right) + \text{ch}(\lambda h)}{(p\tau_i) \cdot \text{ch}(\lambda h) + (\lambda d_i) \cdot \text{sh}(\lambda h)}.$$

Зависимости (2.105) и (2.106) подставим в выражение (2.104). После необходимых тождественных преобразований и введения упрощающих обозначений получим формулу для интегрального образа напряжённости магнитного поля, возбуждаемого током индуктора №1 во внутренней полости между листовыми металлами

$$H_3^{(\mathbb{N}1)}(p, \lambda) = -j_1(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot F_3^{(\mathbb{N}1)}(p, \lambda), \quad (2.107)$$

где

$$F_3^{(\mathbb{N}1)}(p, \lambda) = \frac{S_1(p, \lambda) \cdot S_3(p, \lambda)}{F_1^{(\mathbb{N}1)}(p, \lambda) - \left(\lambda \cdot S_1^2(p, \lambda) \cdot S_3(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right)^2 \cdot S_2^2(p, \lambda) \cdot S_4(p, \lambda) \right)}$$

Перейдём ко второй «условной» модели, где по обмотке индуктора №2 протекает ток с плотностью $j_2(t)$. В индукторе №1 ток отсутствует, а металл его обмотки экранирует систему от свободного полупространства $z \leq -(h + d_1 + d)$.

Решение задачи проведём аналогично предыдущему, повторив все выполненные математические операции.

Выделенные области останутся теми же, что и ранее.

Вне металла обмотки индуктора №1, где $z \in (-\infty, -(d + d_1 + h + d_i)]$, – свободное полупространство.

1) Полоса свободного пространства между металлом обмотки индуктора №1 и первым листовым металлом, $z \in [-(h + d_1 + d), -(d_1 + d)]$.

2) Область первого листового металла, $z \in [-(d_1 + d), -d]$.

3) Полоса пространства между листовыми металлами, $z \in [-d, d]$.

4) Область второго листового металла, $z \in [d, (d + d_2)]$.

5) Полупространство вне второго листового металла с источником поля – индуктором №2, $z \in [(d + d_2), \infty)$.

Опуская запись дифференциальных уравнений, общие интегралы и все промежуточные преобразования, запишем окончательные выражения для тангенциальных компонент вектора электромагнитного поля в терминах напряжённостей магнитного поля, возбуждаемого током индуктора №2, на границах выделенных областей

$$H_y^{(1)}(p, \lambda, z = -(d + d_1)) = H_y^{(2)}(p, \lambda, z = -(d + d_1)) = H_1^{(\text{№2})}(p, \lambda),$$

$$H_y^{(2)}(p, \lambda, z = -d) = H_y^{(4)}(p, \lambda, z = d) = H_3^{(\text{№2})}(p, \lambda),$$

$$H_y^{(4)}(p, \lambda, z = d + d_2) = H_y^{(5)}(p, \lambda, z = d + d_2) = H_2^{(\text{№2})}(p, \lambda).$$

Во избежание путаницы в обозначениях, определяющих принадлежность к выделенным областям, сохраним их теми же, что в формулах (2.96) – (2.97).

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = -\frac{P\mu_0}{\lambda} \cdot H_1^{(\text{№2})}(p, \lambda) \times \\ \times \frac{(p\tau_i) \operatorname{sh}(\lambda(z + (d + d_1 + h))) + (\lambda d_i) \operatorname{ch}(\lambda(z + (d + d_1 + h)))}{(p\tau_i) \cdot \operatorname{ch}(\lambda h) + (\lambda d_i) \cdot \operatorname{sh}(\lambda h)} \end{array} \right. (2.108)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} H_y^{(1)}(p, \lambda, z) = H_1^{(\text{№2})}(p, \lambda) \times \\ \times \frac{(p\tau_i) \operatorname{ch}(\lambda(z + (d + d_1 + h))) + (\lambda d_i) \operatorname{sh}(\lambda(z + (d + d_1 + h)))}{(p\tau_i) \cdot \operatorname{ch}(\lambda h) + (\lambda d_i) \cdot \operatorname{sh}(\lambda h)} \end{array} \right. (2.109)$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_x^{(2)}(p, \lambda, z) &= -\frac{P\mu_0}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} \cdot \left[-H_1^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda)(z + d)) + \right. \\ &\quad \left. + H_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda)(z + (d + d_1))) \right] \quad (2.110) \\ H_y^{(2)}(p, \lambda, z) &= \frac{1}{\text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)} \cdot \left[-H_1^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda)(z + d)) + \right. \\ &\quad \left. + H_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda)(z + (d + d_1))) \right], \quad (2.111) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_x^{(4)}(p, \lambda, z) &= -\frac{P\mu_2}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} \cdot \left[H_2^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda)(z - d)) - \right. \\ &\quad \left. - H_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda)(z - (d + d_2))) \right] \quad (2.112) \\ H_y^{(4)}(p, \lambda, z) &= \frac{1}{\text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)} \cdot \left[H_2^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda)(z - d)) - \right. \\ &\quad \left. - H_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda)(z - (d + d_2))) \right], \quad (2.113) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_x^{(5)}(p, \lambda, z) &= \frac{P\mu_0}{\lambda} \cdot \left[\left(H_2^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) + 0.5 \cdot j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} \right) \cdot e^{-\lambda(z - (d + d_2))} - \right. \\ &\quad \left. - j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot \left(\eta(z - L_2) \cdot \text{sh}(\lambda \cdot (z - L_2)) - 0.5 \cdot e^{\lambda \cdot (z - L_2)} \right) \right] \quad (2.114) \\ H_y^{(5)}(p, \lambda, z) &= \left(H_2^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) + 0.5 \cdot j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} \right) \cdot e^{-\lambda(z - (d + d_2))} + \\ &\quad + j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot \left[\eta(z - L_2) \cdot \text{ch}(\lambda \cdot (z - L_2)) - 0.5 \cdot e^{\lambda \cdot (z - L_2)} \right], \quad (2.115) \end{aligned} \right.$$

где $f(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^\infty f(y) \cdot \cos(\lambda \cdot y) \cdot dy$, поперечное распределение плотности

тока в индукторах одинаково.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих напряжённости электрического поля на границах раздела выделенных областей найдём напряжённости магнитного поля, возбуждаемого индуктором №2 на

граничных поверхностях листовых металлов и между ними во внутренней полости рассматриваемой системы

$$H_1^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) = S_1(p, \lambda) \cdot S_5(p, \lambda) \cdot H_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda), \quad (2.116)$$

$$\text{где } S_1(p, \lambda) = \frac{1}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)};$$

$$S_5(p, \lambda) = \frac{1}{\left[F_2^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) + S_1(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) \right]};$$

$$F_2^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) = F_2^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda) = d_i \cdot \frac{\left[p\mu_0\gamma_i(d_i \cdot h) \right] \cdot \left(\frac{\text{sh}(\lambda h)}{\lambda h} \right) + \text{ch}(\lambda h)}{(p\tau_i) \cdot \text{ch}(\lambda h) + (\lambda d_i) \cdot \text{sh}(\lambda h)}.$$

$$H_2^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) = -S_6(p, \lambda) \left(j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} - \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot \lambda \cdot S_2(p, \lambda) \cdot H_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \right), \quad (2.117)$$

$$\text{где } S_6(p, \lambda) = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot \lambda \cdot S_2(p, \lambda) \cdot \text{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2) \right]}.$$

$$\left[S_1(p, \lambda) H_1^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) H_2^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) \right] = F_1^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) H_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda), \quad (2.118)$$

$$\text{где } S_1(p, \lambda) = \frac{1}{q_1(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)};$$

$$S_2(p, \lambda) = \frac{1}{q_2(p, \lambda) \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)};$$

$$F_1^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) = F_1^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda) = \left(S_1(p, \lambda) \operatorname{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) + \right. \\ \left. + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \operatorname{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2) - 2d \right).$$

Зависимости (2.116) и (2.117) подставим в выражение (2.118). После необходимых тождественных преобразований и введения упрощающих обозначений получим формулу для интегрального образа напряжённости магнитного поля, возбуждаемого током индуктора №2 во внутренней полости между листовыми металлами

$$H_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) = -j_2(p) \cdot f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot F_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda), \quad (2.119)$$

где

$$F_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) = \frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot S_2(p, \lambda) \cdot S_6(p, \lambda)}{F_1^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda) - \left(S_1^2(p, \lambda) \cdot S_5(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right)^2 \lambda \cdot S_2^2(p, \lambda) \cdot S_6(p, \lambda) \right)}$$

Сложим выражения (2.104) и (2.118). Получим зависимость, связывающую суммарные напряжённости магнитного поля на внешних граничных поверхностях листовых металлов и суммарную напряжённость во внутренней полости между ними

$$H_3(p, \lambda) = \frac{\left[S_1(p, \lambda) \cdot H_1(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \cdot H_2(p, \lambda) \right]}{F_1(p, \lambda)}, \quad (2.120)$$

где $H_1(p, \lambda) = H_1^{(\lambda \hat{1})}(p, \lambda) + H_1^{(\lambda \hat{2})}(p, \lambda)$ – напряжённость магнитного поля, возбуждаемая индукторами №1 и №2 на поверхности первого листового металла (со стороны индуктора №1);

$H_2(p, \lambda) = H_2^{(\lambda \hat{1})}(p, \lambda) + H_2^{(\lambda \hat{2})}(p, \lambda)$ – напряжённость магнитного поля, возбуждаемая индукторами №1 и №2 на поверхности второго листового металла (со стороны индуктора №2);

$H_3(p, \lambda) = H_3^{(\lambda \hat{1})}(p, \lambda) + H_3^{(\lambda \hat{2})}(p, \lambda)$ – напряжённость магнитного поля, возбуждаемая индукторами №1 и №2 во внутренней полости между листовыми металлами;

$$F_1(p, \lambda) = F_1^{(\lambda \hat{2})}(p, \lambda) = F_1^{(\lambda \hat{1})}(p, \lambda) = \left(S_1(p, \lambda) \operatorname{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) + \right. \\ \left. + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \operatorname{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2) - 2d \right).$$

Из соотношения (2.120) следует, что напряжённость магнитного поля во внутренней полости системы будет равна нулю, если

$$\frac{H_1(p, \lambda)}{H_2(p, \lambda)} = - \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot \frac{S_2(p, \lambda)}{S_1(p, \lambda)}. \quad (2.121)$$

При $|q_1(p, \lambda) \cdot d_1| \ll 1$, $|q_2(p, \lambda) \cdot d_2| \ll 1$, $\mu_2 \rightarrow \mu_0$ и $\lambda \rightarrow 0$ из (2.121) следует зависимость: $\frac{H_{1m}}{H_{2m}} = - \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}$, с точностью до обозначений

совпадающая с аналогом, полученным авторами [133]. Данное обстоятельство есть свидетельство достоверности результата (2.121).

Зависимость (2.121) связывает образы напряжённостей магнитных полей в рабочих зонах индукторов с геометрическими и электрофизическими характеристиками металлических листов. Она соответствует состоянию, когда имеет место развитие электромагнитных процессов в двух измерениях: OZ и OY .

В направлении OZ процесс определяется постоянными распространения полей, генерируемых индукторами №1 и №2 – $q_{1,2}(p, \lambda)$, соответственно. В направлении OY постоянная распространения возбуждаемых полей – это λ .

Для упрощения действительности рассматриваемой системы необходимо перейти к режиму работы, когда имеют место исключительно одномерные электромагнитные процессы. Это возможно при выполнении определённых условий. Установим их.

Все выражения для возбуждаемых полей содержат функцию – $f(\lambda)$, представляющую собой ядро интегрального косинус-преобразования Фурье пространственного распределения плотностей токов в индукторах. Эта функция и определяет развитие электромагнитных процессов в направлении оси OY .

При равномерном распределении токов в индукторах, когда $f(y) = [\eta(y+a) - \eta(y-a)]$, получаем, что:

$$f(\lambda) = \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^a f(y) \cdot \cos(\lambda y) dy = 2 \cdot \left[\frac{a}{\pi} \cdot \frac{\sin(\lambda a)}{(\lambda a)} \right]. \quad (2.122)$$

Известно аналитическое представление $\delta(x)$ – функции Дирака в виде [137]

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \lim_{a \rightarrow \infty} \left[a \cdot \frac{\sin(a \cdot x)}{(a \cdot x)} \right]. \quad (2.123)$$

Из сопоставления выражений (2.122) и (2.123), становится очевидным, что при достаточно протяжённой в поперечном направлении обмотки индукторов (строго, это $a \rightarrow \infty$) – $f(\lambda) \rightarrow 2 \cdot \delta(\lambda)$ и в подынтегральных выражениях для образов полей следует принимать, что $\lambda \rightarrow 0$, а $q_1(p, \lambda) \rightarrow \sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1}$ и $q_2(p, \lambda) \rightarrow \sqrt{p \cdot \mu_2 \cdot \gamma_2}$.

Итак, для достаточно протяжённых обмоток индукторов выражение (2.121) принимает вид

$$\frac{H_1(p)}{H_2(p)} \approx \sqrt{\frac{\mu_2 \cdot \gamma_1}{\mu_0 \cdot \gamma_2}} \cdot \frac{\text{sh}(\sqrt{p\mu_0\gamma_1} \cdot d_1)}{\text{sh}(\sqrt{p\mu_2\gamma_2} \cdot d_2)}. \quad (2.124)$$

Проанализируем соотношение (2.124) в различных физических приближениях.

Первое, в достаточно слабых или достаточно сильных полях можно считать, что условие тонкостенности (допущение п.5) выполняется для обоих листовых металлов и $\sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1} \cdot d_1 \ll 1, \sqrt{p \cdot \mu_2 \cdot \gamma_2} \cdot d_2 \ll 1$.

Тогда в пространстве оригиналов по Лапласу соотношение (2.124) принимает вид

$$\frac{H_1(t)}{H_2(t)} \approx \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}. \quad (2.125)$$

Второе, в произвольных магнитных полях при $\mu_2 \gg \mu_0$ использование условий тонкостенности металлических листов (допущение п.5) не позволяет перейти от гиперболических синусов в выражении (2.124) к первым членам их разложений в окрестности нуля [137].

Для получения рабочего соотношения положим, что напряжённость магнитного поля со стороны немагнитного образца задана гармонической временной зависимостью, то есть, $H_1(t) = H_{1m} \cdot \sin(\omega t)$, H_{1m} – амплитуда, ω – циклическая частота сигнала.

Соотношение (2.124) переписем в виде, позволяющем установить необходимые параметры напряжённости магнитного поля со стороны магнитного образца

$$H_2(p) = \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \gamma_2}{\mu_2 \cdot \gamma_1}} \cdot H_1(p) \cdot \frac{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_2\gamma_2} \cdot d_2\right)}{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_0\gamma_1} \cdot d_1\right)} \quad (2.126)$$

Правую часть выражения (2.126) можно рассматривать как произведение $H_1(p)$ и функции, равной отношению гиперболических синусов. В пространстве оригиналов данному произведению будет соответствовать свёртка [137]

$$H_1(p) \cdot \frac{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_2\gamma_2} \cdot d_2\right)}{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_0\gamma_1} \cdot d_1\right)} \Leftrightarrow H_1(t) * F(t), \quad (2.127)$$

$$\text{где } F(t) - \text{оригинал, } F(t) \Leftrightarrow \frac{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_2\gamma_2} \cdot d_2\right)}{\text{sh}\left(\sqrt{p\mu_0\gamma_1} \cdot d_1\right)}.$$

В соответствии с известными математическими методами функция $F(t)$ запишется в виде [136]

$$F(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\pi n}{\tau_1} \cdot (-1)^{n+1} \cdot \sin\left(\pi n \cdot \sqrt{\frac{\mu_2\gamma_2}{\mu_0\gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right) \cdot e^{-\alpha_n \cdot t}, \quad (2.128)$$

$$\text{где } \alpha_n = \frac{(\pi n)^2}{\tau_1}, \quad \tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2.$$

В соответствии с временными зависимостями для $H_1(t)$ и $F(t)$ раскроем свёртку в выражении (2.127).

Получим, что:

$$\sin(\omega t) * e^{-\alpha_n \cdot t} = \frac{\alpha_n}{\alpha_n^2 + \omega^2} \cdot \left[\sin(\omega t) - \left(\frac{\omega}{\alpha_n} \right) \cdot \left(\cos(\omega t) - e^{-\alpha_n \cdot t} \right) \right] \quad (2.129)$$

Для $\left(\frac{\omega}{\alpha_n}\right) \ll 1$, что интерпретируется как требование достаточно низких

частот сигналов в обмотках индукторов, выражение (2.129) принимает вид

$$\sin(\omega t) * e^{-\alpha_n \cdot t} \approx \frac{1}{\alpha_n} \cdot \sin(\omega t) \quad (2.130)$$

Результат (2.130) говорит о том, что при соответствующем выборе частоты магнитного поля со стороны немагнитного образца рабочая ситуация реализуется, если и поле со стороны магнитного образца так же изменяется во времени по гармоническому закону, то есть, $H_2(t) \approx H_{2m} \cdot \sin(\omega t)$, H_{2m} – амплитуда.

С учетом (2.130) выражение (2.126) в пространстве оригиналов принимает вид

$$H_2(t) \approx \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \gamma_2}{\mu_2 \cdot \gamma_1}} \cdot H_{1m} \sin(\omega t) \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot \frac{\sin\left(n \cdot \left(\pi \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right)\right)}{n} \quad (2.131)$$

Сумма в правой части зависимости (2.131) может быть строго вычислена [137, 138]

$$\frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot \frac{\sin\left(n \cdot \left(\pi \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right)\right)}{n} = \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1} \quad (2.132)$$

Теперь зависимость (2.131) после исключения временных функций принимает вид

$$\frac{H_{2m}}{H_{1m}} \approx \frac{\gamma_2 \cdot d_2}{\gamma_1 \cdot d_1} \quad (2.133)$$

Как следует из зависимостей (2.125) и (2.133), основным результатом проведенного анализа является вывод о возможности измерения удельной электропроводности как магнитного, так и немагнитного металла, с помощью соотношения

$$\gamma_2 \approx \left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2} \right) \cdot \frac{H_{2m}}{H_{1m}} \quad (2.134)$$

где $H_{1,2m}$ – амплитуды напряжённостей магнитного поля в рабочих зонах индукторов.

Соотношение (2.134) позволяет определить неизвестную удельную электропроводности листового образца по напряжённостям магнитных полей в рабочих зонах индукторов. С практической точки зрения и для полноты теоретического описания рассматриваемой системы представляет интерес соответствующее соотношение между токами в обмотках индукторов.

Напряжённость магнитного поля, возбуждаемого между листовыми образцами индукторами №1 и №2, определяется суммированием выражений (2.109) и (2.119).

Получаем, что:

$$H_3(p, \lambda) = -f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \left(j_1(p) \cdot F_3^{(\text{№1})}(p, \lambda) + j_2(p) \cdot F_3^{(\text{№2})}(p, \lambda) \right). \quad (2.135)$$

Из условия $H_3(p, \lambda) = 0$ с помощью (2.135) находим отношение токов, обеспечивающих нуль результирующего магнитного потока во внутренней

полости системы. Отметим, что из физических соображений токи в обмотках индукторов должны быть одинаково направленными.

$$\frac{j_1(p)}{j_2(p)} = \frac{F_3^{(\mathcal{N}2)}(p, \lambda)}{F_3^{(\mathcal{N}1)}(p, \lambda)}. \quad (2.136)$$

Так же как и ранее, будем считать обмотки в поперечном направлении достаточно протяжёнными, а листовые металлы достаточно тонкостенными.

Первое положение позволяет принять $\lambda = 0$. Тогда $q_1(p, \lambda) = \sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1}$, $q_2(p, \lambda) = \sqrt{p \cdot \mu_2 \cdot \gamma_2}$. Второе означает, что $|q_{1,2}(p, \lambda) \cdot d_{1,2}| = \sqrt{|p \cdot \mu_{0,2} \cdot \gamma_{1,2}|} \cdot d_{1,2} \ll 1$, и даёт возможность воспользоваться первыми членами разложений гиперболических функции в окрестности нуля [137].

Отметим, что, в первую очередь, нас интересует связь возбуждающих токов с электрофизическими характеристиками не только листовых металлов, но и проводящих обмоток индукторов. Как следует из физических соображений, именно эта связь определяет протекание электромагнитных процессов в исследуемой системе. Чтобы выделить основное и пренебречь несущественными факторами, допущения – пп.1,7 в постановке задачи о малости воздушных изоляционных зазоров можно усилить, положив $h \approx 2d \rightarrow 0$.

Все необходимые математические выкладки проведём для возбуждения системы каждым из индукторов в отдельности. После чего результаты скомпилируем.

Индуктор №1.

Вначале преобразования функциональных составляющих.

$$S_1(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_1 d_1)}, \quad S_2(p) \approx \frac{1}{p\mu_2(\gamma_2 d_2)}, \quad S_3(p) \approx 1, \quad F_2^{(\mathcal{N}1)}(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_i d_i)},$$

$$S_4(p) \approx \frac{p\mu_0(\gamma_2 d_2)}{1 + \left(\frac{\gamma_2 d_2}{\gamma_i d_i} \right)}, \quad F_1^{(\mathcal{N}1)}(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_1 d_1)} \cdot \left(1 + \left(\frac{\gamma_1 d_1}{\gamma_2 d_2} \right) \right),$$

$$F_3^{(\mathcal{N}1)}(p) \approx \frac{\gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i}{(\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i)}.$$

Выражения для напряжённостей магнитных полей, возбуждаемых в системе индуктором №1, принимают вид:

а) со стороны источника поля, формула (2.105)

$$H_1^{(\mathcal{N}1)}(p) \approx -j_1(p), \quad (2.137)$$

б) во внутренней полости, формула (2.107)

$$H_3^{(\mathcal{N}1)}(p) \approx -j_1(p) \cdot \left(\frac{\gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i} \right), \quad (2.138)$$

в) вне системы, формула (2.106)

$$H_2^{(\mathcal{N}1)}(p) \approx -j_1(p) \cdot \left(\frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i} \right). \quad (2.139)$$

Индуктор №2.

Аналогичные предыдущему преобразования функциональных составляющих.

$$S_1(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_1 d_1)}, \quad S_2(p) \approx \frac{1}{p\mu_2(\gamma_2 d_2)}, \quad F_2^{(\mathcal{N}2)}(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_i d_i)},$$

$$S_5(p) \approx \frac{p\mu_0(\gamma_1 d_1)}{1 + \left(\frac{\gamma_1 d_1}{\gamma_i d_i} \right)}, \quad S_6(p) \approx 1, \quad F_1^{(\text{№1})}(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_1 d_1)} \cdot \left(1 + \left(\frac{\gamma_1 d_1}{\gamma_2 d_2} \right) \right),$$

$$F_3^{(\text{№2})}(p) \approx \frac{\gamma_1 d_1 + \gamma_i d_i}{(\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i)}.$$

Выражения для напряжённостей магнитных полей, возбуждаемых в системе индуктором №2, принимают вид:

а) со стороны источника поля, формула (2.117)

$$H_2^{(\text{№2})}(p) \approx -j_2(p), \quad (2.140)$$

б) во внутренней полости, формула (2.119)

$$H_3^{(\text{№2})}(p) \approx -j_2(p) \cdot \left(\frac{\gamma_1 d_1 + \gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i} \right), \quad (2.141)$$

в) вне системы, формула (2.116)

$$H_1^{(\text{№2})}(p) \approx -j_2(p) \cdot \left(\frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i} \right). \quad (2.142)$$

Прежде чем давать ответ на поставленный вопрос о соотношении между токами в обмотках индукторов, обеспечивающем нулевое поле во внутренней полости системы (формула (2.136)), проанализируем полученные результаты.

Выполнив простое алгебраическое суммирование соответствующих выражений, после обратного преобразования Лапласа найдём напряжённости магнитного поля, возбуждаемого двумя индукторами:

а) на граничной поверхности листового металла со стороны индуктора №1 (формулы (2.137) и (2.142))

$$H_1(t) = H_1^{(\mathcal{N} \& 1)}(t) + H_1^{(\mathcal{N} \& 2)}(t) = - \left(j_1(t) + j_2(t) \left(\frac{\gamma_i \cdot d_i}{\gamma_1 \cdot d_1 + \gamma_2 \cdot d_2 + \gamma_i \cdot d_i} \right) \right) \quad (2.143)$$

б) между листовыми металлами (формулы (2.138) и (2.141))

$$\begin{aligned} H_3(t) &= H_3^{(\mathcal{N} \& 1)}(t) + H_3^{(\mathcal{N} \& 2)}(t) = \\ &= - \left(j_1(t) \left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1 + \gamma_i \cdot d_i}{\gamma_1 \cdot d_1 + \gamma_2 \cdot d_2 + \gamma_i \cdot d_i} \right) + j_2(t) \left(\frac{\gamma_2 \cdot d_2 + \gamma_i \cdot d_i}{\gamma_1 \cdot d_1 + \gamma_2 \cdot d_2 + \gamma_i \cdot d_i} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.144)$$

в) на граничной поверхности листового металла со стороны индуктора №2 (формулы (2.138) и (2.139))

$$H_1(t) = H_2^{(\mathcal{N} \& 1)}(t) + H_2^{(\mathcal{N} \& 2)}(t) = - \left(j_2(t) + j_1(t) \left(\frac{\gamma_i \cdot d_i}{\gamma_1 \cdot d_1 + \gamma_2 \cdot d_2 + \gamma_i \cdot d_i} \right) \right). \quad (2.145)$$

Первое, что следует отметить, это симметрию выражений (2.143) – (2.145) относительно токов в обмотках индукторов и отсутствие в них какой-либо зависимости от магнитных свойств листового металла с неизвестной удельной электропроводностью.

Второе, при $(\gamma_i \cdot d_i) \rightarrow 0$ (отсутствует экранирование металлом обмоток) тангенциальные компоненты напряжённостей магнитного поля в рабочих зонах индукторов будут равны исключительно плотностям токов в их обмотках (формулы (2.143) и (2.145)). Данное обстоятельство объясняется тем, что в этом случае листовые металлы становятся граничными проводящими слоями, отделяющими источники полей от свободного полупространства. Сквозь такие

экраны тангенциальные компоненты вектора напряжённости магнитного поля практически не проникают.

Третье, при $(\gamma_i \cdot d_i) \ll (\gamma_{1,2} \cdot d_{1,2})$ проникновение полей индукторов во внутреннюю полость системы определяется исключительно экранирующими свойствами листовых металлов, образующих эту полость.

Четвёртое и последнее, при $(\gamma_i \cdot d_i) \gg (\gamma_{1,2} \cdot d_{1,2})$ (приближение идеальной проводимости обмоток индукторов) листовые металлы не оказывают практически никакого влияния на пространственное распределение поля в системе.

Все вышеперечисленные обстоятельства не только свидетельствует в пользу достоверности полученных результатов, но и позволяют дать рекомендации по выбору элементной базы, обеспечивающей практическую дееспособность рассматриваемой системы.

Вернёмся к соотношению между токами (2.136). Подставим в его правую часть выражения для $F_3^{(\mathbb{N}1, \mathbb{N}2)}(p)$.

После перехода в пространство оригиналов получаем, что:

$$\frac{j_1(t)}{j_2(t)} = \frac{\gamma_1 d_1 + \gamma_i d_i}{\gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i}. \quad (2.146)$$

Если принять, что временные зависимости токов в обмотках индукторов одинаковы, отличны только их амплитуды – $I_{1,2m}$, то из зависимости (2.146) можно найти, что

$$\gamma_2 = \left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2} \right) \cdot \left(\frac{I_{2m}}{I_{1m}} \cdot \left(1 + \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right) - \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right). \quad (2.147)$$

2.3.3 Численные оценки, пример расчета удельной электропроводности

В качестве примера приведём один из вариантов практической реализации предлагаемого «метода встречных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов» в системе с тонкостенными обмотками индукторов.

Принципиальная схема соответствует рисунку 2.5.

Индукторы представляют собой плоские прямоугольные соленоиды, обмотки которых выполнены соответствующим травлением медного покрытия толщиной 0.1мм на поверхности фольгированного диэлектрика. Количество витков – $w \approx 10$, ширина обмотки – $a \approx 40,0$ мм. Изоляционные промежутки – $h, (2d) \approx 1$ мм (могут быть и меньше, если элементы системы просто положить друг на друга).

Датчик поля в центральной полости между листами представляет собой катушку с числом витков $\sim N \approx 1000$, которая располагается перпендикулярно виткам обмоток индукторов (её поперечное сечение $\sim 1\text{мм} \times 10\text{мм}$, $S \approx 10^{-5} \text{ м}^2$). К электрическим выводам датчика подключается интегратор. Сигнал с интегратора подаётся на осциллограф.

В цепи питания индукторов включаются амперметры (либо омические шунты, напряжение на которых также осциллографируется).

Один из листов является контрольным образцом. Пусть это будет медная фольга толщиной – $d_1 \approx 50$ мкм, $\gamma_1 \approx 6 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$.

Толщина второго листа может быть измерена, положим, что $d_2 \approx 1,0$ мм, $\gamma_2 \approx ?$

Обмотки индукторов подключаются к источнику с частотой генерируемого сигнала – $f_c \approx 1000$ Гц. Варьируя токи питания, следует добиться нулевой разности потенциалов на выходе датчика поля. Тогда

неизвестная электропроводность может быть найдена с помощью соотношения (2.147)

$$\gamma_2 = \left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2} \right) \cdot \left(\left| \frac{I_{2m}}{I_{1m}} \right| \cdot \left(1 + \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right) - \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right),$$

где $I_{1,2m}$ – амплитуды токов в обмотках индукторов.

Токи в обмотках индукторов имеют одинаковое направление.

Если токи питания составляют $\sim 2\text{A}$, то возбуждаемая напряжённость магнитного поля будет составлять $\sim H_m \approx 50\text{A/м}$. В катушке датчика должна генерироваться ЭДС. порядка $\sim \varepsilon = w \cdot S \cdot (2\pi \cdot f_c) \cdot (\mu_0 \cdot H_m) \approx 4,0\text{мВ}$.

Например, если исследуемый образец – немагнитная сталь с электропроводностью – $\gamma_2 \approx 0,4 \cdot 10^7 \text{л/}(\text{Ом} \cdot \text{м})$, то $\gamma_2 \cdot d_2 \approx 4000$. Контрольный образец – $\gamma_1 \cdot d_1 \approx 3000$. Медь обмотки индукторов – $\gamma_i \cdot d_i \approx 6000$.

В этом случае отношение токов в обмотках индукторов должно составлять

$$\left| \frac{I_{2m}}{I_{1m}} \right| \approx \frac{\left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2} + \frac{\gamma_i \cdot d_i}{\gamma_1 \cdot d_1} \right)}{\left(1 + \frac{\gamma_i \cdot d_i}{\gamma_1 \cdot d_1} \right)} = \frac{2}{3}.$$

Проведенные оценки наглядно и убедительно иллюстрируют практическую действенность предлагаемого способа измерения удельной электропроводности листовых металлов в предлагаемом варианте конструктивного исполнения системы с «встречными» магнитными полями.

Основным результатом проведенного рассмотрения являются выводы:

– обоснование практической действенности конструктивного варианта исполнения реальной измерительной системы,

- оценка влияния обмоток индукторов, как тонкостенных экранов, отделяющих измерительную систему от свободного полупространства,
- получение рабочих соотношений для определения неизвестной удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов,
- независимость рабочих соотношений для определения электропроводности от наличия магнитных свойств исследуемого металла, то есть, предлагаемая система позволяет проводить измерения электрофизических характеристик проводников любой природы.

2.4 Бесконтактный метод измерения удельной электропроводности в системе с круговыми одновитковыми индукторами

В данном подразделе предоставлено теоретическое исследование еще одного конструктивного решения способа измерения удельной электропроводности металлов, основанного на компенсации «встречных» магнитных полей, возбуждаемых круговыми одновитковыми индукторами, во внутренней полости системы из двух плоских листовых образцов.

Принципиальная сущность предлагаемого способа была описана выше в данном разделе.

Расчётная модель исследуемой системы с двумя одновитковыми цилиндрическими соленоидами представлена на рисунке 2.7б.

Решение соответствующей электродинамической задачи проведём в цилиндрической системе координат с началом на внешней поверхности листового металла со стороны индуктора 1 при следующих допущениях.

- Индукторы 1 и 2 идентичны геометрически, и расположены симметрично относительно листовых металлов.
- Витки соленоидов достаточно тонки и "прозрачны" для действующих полей, так что их металл не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

- В соленоидах текут токи $I_1(t)$ и $I_2(t)$, временные параметры которых таковы, что в расчётах вполне приемлемо известное условие квазистационарности происходящих электромагнитных процессов и $\frac{\omega}{c} \cdot \ell \ll 1$ (здесь ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме, ℓ – наибольший характерный геометрический размер системы, в данном случае – это поперечный размер).

- Система обладает аксиальной симметрией, так что $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ (φ – полярный угол).

- Поперечные размеры металлических листов достаточно велики, $\ell \gg 2 \cdot R_2$, а расстояние – d_3 между ними крайне мало, $\frac{d_3}{R_{1,2}} \ll 1$.

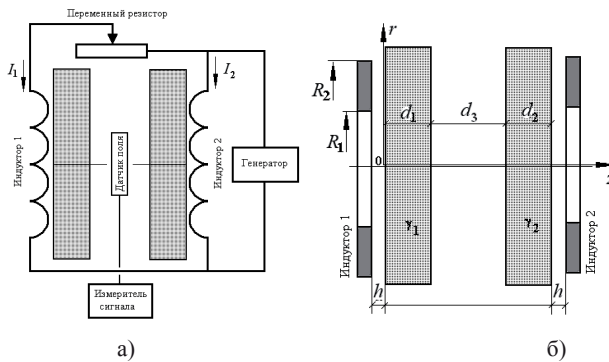


Рисунок 2.7 – Схема измерения удельной электропроводности плоских листовых металлов, а) схема практической реализации; б) расчётная модель

- Листовые металлы являются достаточно тонкостенными с геометрической -- $\frac{d_{1,2}}{R_{1,2}} \ll 1$ и электродинамической -- $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$ точек зрения (в последнем неравенстве $\tau_{1,2}$ – характерные времена проникновения поля в

листовые металлы: $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2$, $\tau_2 = \mu_0 \cdot \gamma_2 \cdot d_2^2$, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума).

Уравнения Максвелла для возбуждаемых составляющих вектора электромагнитного поля ($E_\varphi \neq 0$, $H_{r,z} \neq 0$), преобразованных по Лапласу с учётом нулевых начальных условий, имеют вид [136, 137, 147]:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p, r, z)}{\partial r} = j_\varphi(p, r, z), \end{cases} \quad (2.148)$$

$$\begin{cases} \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(p, r, z)) = -\mu_0 \cdot p \cdot H_z(p, r, z), \end{cases} \quad (2.149)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_\varphi(p, r, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_r(p, r, z), \end{cases} \quad (2.150)$$

где p – параметр преобразования Лапласа;

$$H_{r,z}(p, r, z) = L\{H_{r,z}(t, r, z)\}, \quad j_\varphi(p, r, z) = L\{j_\varphi(t, r, z)\},$$

$$E_\varphi(p, r, z) = L\{E_\varphi(t, r, z)\};$$

В общем случае плотность тока описывается зависимостью

$$j_\varphi(p, r, z) = (p \cdot \varepsilon_0 + \gamma) \cdot E_\varphi(p, r, z) + j_{\varphi 1,2}(p, r, z), \quad (2.151)$$

где $j_{\varphi 1,2}(t, r, z)$ – плотность стороннего тока в индукторах 1 и 2,

соответственно,

$$j_{\varphi 1}(p, r, z) = j_1(p) \cdot f(r) \cdot \delta(z + h), \quad j_1(p) = \frac{I_1(p)}{R_2 - R_1};$$

$$j_{\varphi 2}(p, r, z) = j_2(p) \cdot f(r) \cdot \delta(z + h), \quad j_2(p) = \frac{I_2(p)}{R_2 - R_1};$$

$f(r)$ – функция радиального распределения тока в каждом из витков

индуктора;

$\delta(x)$ – дельта функция Дирака.

При решении поставленной задачи выделим следующие области:

- 1) полупространство вне первого листового металла со стороны индуктора 1, $z \in (-\infty, 0]$;
- 2) область первого листового металла, $z \in [0, d]$;
- 3) полоса свободного пространства между листовыми металлами, $z \in [d_1, (d_1 + d_3)]$;
- 4) область второго листового металла, $z \in [(d_1 + d_3), (d_1 + d_3 + d_2)]$;
- 5) свободное полупространство вне второго листового металла, $z \in [(d_1 + d_3 + d_2), \infty)$.

Из дифференциальных уравнений – (2.148)÷(2.150) и соотношения (2.151) в рамках принятых допущений получим уравнения для азимутальной компоненты напряжённости электрического поля $E_\varphi(p, r, z)$ в выделенных областях.

В области 1, $z \in (-\infty, 0]$, получаем, что

$$\frac{\partial^2 E_\varphi^{(1)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi^{(1)}(p, r, z)) \right) \approx \mu_0 \cdot p \cdot j_{\varphi 1}(p, r, z). \quad (2.152)$$

В металле первого листа, область 2, $z \in [0, d]$:

$$\frac{\partial^2 E_\varphi^{(2)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi^{(2)}(p, r, z)) \right) - (p \cdot \gamma \cdot \mu_0) \cdot E_\varphi^{(2)}(p, r, z) = 0. \quad (2.153)$$

Между листовыми металлами, область 3, $z \in [d_1, (d_1 + d_3)]$:

$$\frac{\partial^2 E_\varphi^{(3)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi^{(3)}(p, r, z)) \right) \approx 0 \quad (2.154)$$

В металле второго листа, область 4, $z \in [(d_1 + d_3), (d_1 + d_3 + d_2)]$:

$$\frac{\partial^2 E_{\varphi}^{(4)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_{\varphi}^{(4)}(p, r, z)) \right) - (p \cdot \gamma \cdot \mu_0) \cdot E_{\varphi}^{(4)}(p, r, z) = 0. \quad (2.155)$$

В области 5, $z \in [(d_1 + d_3 + d_2), \infty)$, получаем, что

$$\frac{\partial^2 E_{\varphi}^{(5)}(p, r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_{\varphi}^{(5)}(p, r, z)) \right) \approx \mu_0 \cdot p \cdot j_{\varphi 2}(p, r, z). \quad (2.156)$$

Условию ограниченности радиального распределения $E_{\varphi}(p, r, z)$ из уравнений (2.152) – (2.156) при $r = 0$ и $r = \infty$ удовлетворяет интегральное преобразование Фурье-Бесселя [137]:

$$E_{\varphi}(p, r, z) = \int_0^{\infty} E_{\varphi}(p, \lambda, z) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot \lambda \cdot d\lambda, \quad (2.157)$$

где $J_1(\lambda \cdot r)$ - функция Бесселя первого порядка.

В соответствии с (2.157) уравнения (2.152) – (2.156) приводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям второго порядка:

а) в области 1, $z \in (-\infty, 0]$:

$$\frac{d^2 E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = K_1(p, \lambda) \cdot \delta(z + h) \quad (2.158)$$

где $K_1(p, \lambda) = \mu_0 \cdot j_1(p) \cdot f(\lambda)$; $f(\lambda) = \int_0^{\infty} f(r) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot r \cdot dr$.

б) в металле первого листа, область 2, $z \in [0, d]$:

$$\frac{d^2 E_{\Phi}^{(2)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - (\lambda^2 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1) \cdot E_{\Phi}^{(2)}(p, \lambda, z) = 0. \quad (2.159)$$

в) между листовыми металлами, область 3, $z \in [d_1, (d_1 + d_3)]$:

$$\frac{d^2 E_{\Phi}^{(3)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\Phi}^{(3)}(p, \lambda, z) = 0. \quad (2.160)$$

г) в металле второго листа, область 4, $z \in [(d_1 + d_3), (d_1 + d_3 + d_2)]$:

$$\frac{d^2 E_{\Phi}^{(4)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - (\lambda^2 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_2) \cdot E_{\Phi}^{(4)}(p, \lambda, z) = 0. \quad (2.161)$$

д) в области 5, $z \in [(d_1 + d_3 + d_2), \infty)$:

$$\frac{d^2 E_{\Phi}^{(5)}(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_{\Phi}^{(5)}(p, \lambda, z) = K_2(p, \lambda) \cdot \delta(z - D), \quad (2.162)$$

где $D = d_1 + d_3 + d_2 + h$, $K_2(p, \lambda) = \mu_0 \cdot j_2(p) \cdot f(\lambda)$,

$$f(\lambda) = \int_0^{\infty} f(r) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot r \cdot dr.$$

Общие интегралы уравнений для напряжённости электрического поля в выделенных областях имеют вид:

а) в полупространстве вне первого листового металла со стороны витка индуктора 1, $z \in (-\infty, 0]$, условию ограниченности для $z \rightarrow -\infty$ удовлетворяет функция:

$$E_{\varphi}^{(1)}(p, \lambda, z) = C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + \frac{K_1(p, \lambda)}{\lambda} \cdot \eta(z+h) \cdot \operatorname{sh}(\lambda \cdot (z+h)), \quad (2.163)$$

где $C_1(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования;

б) в металле первого листа, область 2, $z \in [0, d]$:

$$E_{\varphi}^{(2)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z}, \quad (2.164)$$

где $D_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования,

$q_1(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma_1}$ – волновое число в металле первого листа;

в) между листовыми металлами, область 3, $z \in [d_1, (d_1 + d_3)]$:

$$E_{\varphi}^{(3)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z}, \quad (2.165)$$

где $A_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования;

г) в металле второго листа, область 4, $z \in [(d_1 + d_3), (d_1 + d_3 + d_2)]$:

$$E_{\varphi}^{(4)}(p, \lambda, z) = B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z}, \quad (2.166)$$

где $B_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования,

$q_2(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p\mu_0\gamma_2}$ – волновое число в металле второго листа;

д) в области 5, $z \in [(d_1 + d_3 + d_2), \infty)$, условию ограниченности для $z \rightarrow \infty$ удовлетворяет функция:

$$E_{\varphi}^{(5)}(p, \lambda, z) = C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} -$$

$$-\frac{K_2(p, \lambda)}{\lambda} \cdot [\operatorname{sh}(\lambda(z-D)) \cdot \eta(z-D) - 0.5 \cdot \exp(\lambda(z-D))], \quad (2.167)$$

где $C_2(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

С помощью уравнения (2.150) и выражений (2.163) – (2.167) найдём касательные компоненты напряжённости магнитного поля в каждой из выделенных областей:

а) $z \in [-\infty, 0]$,

$$H_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \left(C_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} \eta(z+h) \operatorname{ch}(\lambda(z+h)) \right), \quad (2.168)$$

б) $z \in [0, d_1]$,

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{q_1(p, \lambda)}{p\mu_0} \left(D_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot z} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot z} \right), \quad (2.169)$$

в) $z \in [d_1, (d_1 + d_3)]$,

$$H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \left(A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda z} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} \right), \quad (2.170)$$

г) $z \in [(d_1 + d_3), (d_1 + d_3 + d_2)]$,

$$H_r^{(4)}(p, \lambda, z) = \frac{q_2(p, \lambda)}{p\mu_0} \left(B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot z} - B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot z} \right), \quad (2.171)$$

д) $z \in [(d_1 + d_3 + d_2), \infty)$,

$$H_r^{(5)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot \left(C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda z} + \right. \\ \left. + \frac{K_2(p, \lambda)}{\lambda} \cdot [\operatorname{ch}(\lambda(z-D)) \cdot \eta(z-D) - 0.5 \cdot \exp(\lambda(z-D))] \right). \quad (2.172)$$

Из условия непрерывности касательных компонент напряжённости электромагнитного поля на границах выделенных областей получаем системы алгебраических уравнений для определения неизвестных произвольных постоянных интегрирования в выражениях (2.163) – (2.172).

$$z = 0,$$

$$\begin{cases} C_1(p, \lambda) + p\mu_0 j_1(p) \cdot \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot \operatorname{sh}(\lambda h) = D_1(p, \lambda) + D_2(p, \lambda) \\ C_1(p, \lambda) + p\mu_0 j_1(p) \cdot \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot \operatorname{ch}(\lambda h) = \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \cdot (D_1(p, \lambda) - D_2(p, \lambda)) \end{cases} \quad (2.173)$$

$$z = d_1,$$

$$\begin{cases} D_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot d_1} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot d_1} = \\ = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda d_1} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda d_1} \\ \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \cdot (D_1(p, \lambda) \cdot e^{q_1(p, \lambda) \cdot d_1} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_1(p, \lambda) \cdot d_1}) = \\ = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda d_1} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda d_1} \end{cases} \quad (2.174)$$

$$z = d_1 + d_3,$$

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot (d_1 + d_3)} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot (d_1 + d_3)} = \\ = B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot (d_1 + d_3)} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot (d_1 + d_3)} \\ A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot (d_1 + d_3)} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot (d_1 + d_3)} = \\ = \frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} (B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda) \cdot (d_1 + d_3)} - B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda) \cdot (d_1 + d_3)}) \end{cases} \quad (2.175)$$

$$\begin{aligned}
z &= d_1 + d_3 + d_2, \\
\left\{ \begin{aligned}
& B_1(p, \lambda) \cdot e^{q_2(p, \lambda)(d_1 + d_3 + d_2)} + B_2(p, \lambda) \cdot e^{-q_2(p, \lambda)(d_1 + d_3 + d_2)} = \\
& = C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(d_1 + d_3 + d_2)} + 0.5 \cdot p\mu_0 j_2(p) \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda h} \\
& - \frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} \left(B_1(p, \lambda) e^{q_2(p, \lambda)(d_1 + d_3 + d_2)} - B_2(p, \lambda) e^{-q_2(p, \lambda)(d_1 + d_3 + d_2)} \right) = \\
& = C_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(d_1 + d_3 + d_2)} - 0.5 \cdot p\mu_0 j_2(p) \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda h}
\end{aligned} \right. = (2.176)
\end{aligned}$$

В конечном итоге нас интересует электромагнитное поле между листовыми металлами. Поэтому определению подлежат неизвестные произвольные интегрирования — $A_{1,2}(p, \lambda)$ в формулах для компонент напряжённости (2.165) и (2.170).

Исключим $C_{1,2}(p, \lambda)$ в уравнениях (2.173), (2.176). После чего избавимся от $D_{1,2}(p, \lambda)$ в (2.174) и (2.175). Получим, что

$$\begin{aligned}
& A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda d_1} \cdot \text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) \left[1 - \left(\frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \right)^2 \right] - \\
& - A_2(p, \lambda) e^{-\lambda d_1} \left(\text{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) \left[1 + \left(\frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \right)^2 \right] + 2 \text{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) \left(\frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \right) \right) = \\
& = \frac{q_1(p, \lambda)}{\lambda} \cdot p\mu_0 \cdot j_1(p) \cdot \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda h}
\end{aligned} \tag{2.177}$$

$$\begin{aligned}
& A_1(p, \lambda) e^{\lambda(d_1 + d_3)} \left[\text{sh}(q_2(p, \lambda) d_2) \left(1 + \left(\frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} \right)^2 \right) + 2 \left(\frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} \right) \text{ch}(q_2(p, \lambda) d_2) \right] - \\
& - A_2(p, \lambda) e^{-\lambda(d_1 + d_3)} \cdot \text{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2) \left[1 - \left(\frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} \right)^2 \right] = \\
& = \frac{q_2(p, \lambda)}{\lambda} \cdot p\mu_0 \cdot j_2(p) \cdot \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda h}
\end{aligned} \tag{2.178}$$

Наиболее чёткое проявление электродинамических характеристик листовых металлов должно иметь место при интенсивном проникновении (а не при «идеальном экранировании») электромагнитных полей во внутреннее пространство между ними. «Прозрачность» для действующих полей реализуется при достаточно низких рабочих частотах[133]:

$$\omega \cdot \tau_{1,2} < 1, \quad (2.179)$$

где ω – циклическая частота, $\omega = 2\pi \cdot f$, f – рабочая частота действующих полей,

$\tau_{1,2} = \mu_0 \cdot \gamma_{1,2} \cdot d_{1,2}^2$ – характерные времена диффузии поля в проводящие слои с удельной электропроводностью $\gamma_{1,2}$ и толщиной $d_{1,2}$.

Временному режиму – (2.179) в уравнениях (2.177) и (2.178) для коэффициентов $A_{1,2}(p, \lambda)$ соответствуют предельные переходы при $|p\mu_0\gamma_{1,2}| \rightarrow 0$, точнее при $|p\mu_0\gamma_{1,2}| < \lambda^2$, и, наконец, при $q_{1,2}(p, \lambda) \rightarrow \lambda$.

После тождественных преобразований получаем, что

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) \cdot \frac{p\mu_0\gamma_1 d_1}{\lambda} + 2A_2(p, \lambda) = -p\mu_0 j_1(p) \cdot \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot e^{-\lambda h} \\ 2A_1(p, \lambda) e^{\lambda(d_1+d_3+d_2)} + A_2(p, \lambda) \frac{p\mu_0\gamma_2 d_2}{\lambda} e^{-\lambda(d_1+d_3+d_2)} = p\mu_0 j_2(p) \frac{f(\lambda)}{\lambda} e^{-\lambda h} \end{cases} \quad (2.180)$$

Из системы находим неизвестные $A_{1,2}(p, \lambda)$.

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) = -\frac{(p\mu_0 \frac{f(\lambda)}{\lambda} e^{-\lambda h})}{\Delta} \left(2j_2(p) + j_1(p) \frac{p\mu_0\gamma_2 d_2}{\lambda} e^{-\lambda(d_1+d_3+d_2)} \right) \end{cases} \quad (2.181)$$

$$\begin{cases} A_2(p, \lambda) = \frac{(p\mu_0 \frac{f(\lambda)}{\lambda} e^{-\lambda h})}{\Delta} \left(j_2(p) \frac{p\mu_0\gamma_1 d_1}{\lambda} + 2j_1(p) e^{\lambda(d_1+d_3+d_2)} \right) \end{cases} \quad (2.182)$$

$$\text{где } \Delta = \left(\frac{p\mu_0\gamma_1 d_1}{\lambda} \cdot \frac{p\mu_0\gamma_2 d_2}{\lambda} \cdot e^{-\lambda(d_1+d_3+d_2)} - 4e^{\lambda(d_1+d_3+d_2)} \right).$$

В пространстве между листовыми металлами (область 3, $z \in [d_1, (d_1 + d_3)]$) образ возбуждаемого электрического поля описывается соотношением (2.165), которое после подстановки формул – (2.181), (2.182) для $A_{1,2}(p, \lambda)$ и соответствующих обратных интегральных преобразований даст аналитическое выражение для пространственно-временной зависимости напряжённости при низких частотах действующих полей.

Если в пространстве между металлами в качестве датчика поля, показанного на рисунке 2.7а, поместить замкнутый контур из металла с удельной электропроводностью – γ_3 , то данное электрическое поле станет причиной появления в нём тока проводимости $j_\phi^{(3)} = \gamma_3 \cdot E_\phi^{(3)}$. При $j_\phi^{(3)} \approx 0$ и, соответственно, $E_\phi^{(3)} \approx 0$ между токами индукторов-источников появляется однозначная зависимость, определяемая, через удельные электропроводности и геометрию листовых металлов.

Положим, что толщина металлов и расстояние между ними настолько малы, что экспоненты в выражениях (2.181), (2.182) и (2.165) с достаточной степенью строгости можно считать равными единице.

В этом случае из (2.165) получаем, что

$$E_\phi^{(3)}(p, \lambda) \approx A_1(p, \lambda) + A_2(p, \lambda), \quad (2.183)$$

где

$$A_1(p, \lambda) \approx - \frac{(p\mu_0 \frac{f(\lambda)}{\lambda} e^{-\lambda h})}{\Delta} \left(2j_2(p) + j_1(p) \frac{p\mu_0\gamma_2 d_2}{\lambda} \right),$$

$$A_2(p, \lambda) \approx \frac{(p\mu_0 \frac{f(\lambda)}{\lambda} e^{-\lambda h})}{\Delta} \left(j_2(p) \frac{p\mu_0\gamma_1 d_1}{\lambda} + 2j_1(p) \right).$$

Зависимость (2.183) приравняем к нулю и выполним обратное преобразование Фурье-Бесселя. Учитывая, что

$$\int_0^{\infty} \lambda J_1(\lambda r) \cdot d\lambda = \frac{1}{r^2}, \quad \int_0^{\infty} J_1(\lambda r) \cdot d\lambda = \frac{1}{r} \quad \text{получим,}$$

$$j_1(p) \left(1 - p \cdot \frac{r}{2} \cdot \mu_0 \gamma_2 d_2 \right) \approx j_2(p) \left(1 - p \cdot \frac{r}{2} \cdot \mu_0 \gamma_1 d_1 \right), \quad (2.184)$$

где r – радиус произвольной окружности, где напряжённость электрического поля обращается в нуль.

Следует отметить достоверность полученного результата. При $r \rightarrow \infty$, то есть на окружностях достаточно большого радиуса, поле, возбуждаемое в рассматриваемой системе, приближается к полю пакета плоских электромагнитных волн, и выражение (2.184) переходит в зависимость

$$\gamma_2 \approx \frac{H_{2m}}{H_{1m}} \cdot \frac{(\gamma_1 \cdot d_1)}{d_2}, \quad (2.185)$$

где H_{1m} и H_{2m} – амплитуды магнитных полей источников

Соотношение (2.185) было получено для идеализации реальных полей пакетом плоских волн, пространственно-временная суперпозиция которых обеспечивает нуль касательной компоненты напряжённости магнитного поля в полости между листовыми металлами.

В выражении (2.184) перейдём в пространство оригиналов.

$$j_1(t) - \frac{dj_1(t)}{dt} \cdot \left(\frac{r}{2} \right) \cdot \mu_0 \gamma_2 d_2 \approx j_2(t) - \frac{dj_2(t)}{dt} \cdot \left(\frac{r}{2} \right) \cdot \mu_0 \gamma_1 d_1. \quad (2.186)$$

Формула (2.186) содержит временные зависимости. Для того, чтобы исключить их, следует задаться определённой временной формой токов в индукторах-источниках. Наиболее простыми и приемлемыми для практики являются: а) экспоненциальная и б) гармоническая зависимости.

а) Пусть $j_1(t) = j_{1m} \cdot \exp(-\alpha \cdot t)$, $j_2(t) = j_{2m} \cdot \exp(-\alpha \cdot t)$, здесь $j_{1,2m}$ – амплитуды плотностей токов, α – некоторая постоянная времени, которая при необходимости может быть выбрана произвольным образом.

Тогда неизвестная удельная электропроводность, пусть это будет γ_2 , находится из соотношения:

$$\gamma_2 = \frac{1}{\alpha \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 d_2)} \left[\frac{I_{2m}}{I_{1m}} \cdot \left(1 + \alpha \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_1 d_1) \right) - 1 \right], \quad (2.187)$$

где $I_{1,2m}$ – амплитуды токов в индукторах-источниках,
 r – радиус витка, где фиксируется нулевой ток, в полости между листовыми металлами.

Опять же, для достаточно больших « r » выражение (2.187) трансформируется в зависимость (2.185).

б) Пусть $j_1(t) = j_{1m} \cdot \sin(\omega \cdot t)$, $j_2(t) = j_{2m} \cdot \sin(\omega \cdot t)$, здесь $j_{1,2m}$ – амплитуды плотностей токов, ω – циклическая частота сигнала, которая так же, как и в случае экспоненты, может быть выбрана произвольным образом.

Выражение (2.186) принимает вид

$$j_{1m} \left(\sin(\omega t) - \cos(\omega t) \omega \left(\frac{r}{2} \right) \mu_0 \gamma_2 d_2 \right) \approx j_{2m} \left(\sin(\omega t) - \cos(\omega t) \omega \left(\frac{r}{2} \right) \mu_0 \gamma_1 d_1 \right). \quad (2.188)$$

Выражение (2.188) содержит временные зависимости. От них можно избавиться, если в правой и левой частях (2.188) перейти к средним значениям

квадратов отклонений во времени за период. Как известно, средние значения квадратов отклонений соответствуют принятым в электротехнике действующим значениям электрических величин.

Обе части выражения (2.188) возведём в квадрат и проинтегрируем по времени $t \in [0, 2\pi/\omega]$. После выполнения всех необходимых математических преобразований, получаем формулу для расчёта удельной электропроводности исследуемого металлического образца.

$$\gamma_2 = \frac{1}{\omega \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 d_2)} \sqrt{\left[\left(\frac{I_{2m}}{I_{1m}} \right)^2 \cdot \left(1 + \left(\omega \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_1 d_1) \right)^2 \right) - 1 \right]}. \quad (2.189)$$

Следует отметить, что и формула (2.187), и формула (2.188) дают одинаковый результат в случае идентичных образцов. То есть, при $I_{2m}/I_{1m} \approx 1$ и $d_1 \approx d_2$ удельные электропроводности $\gamma_2 \approx \gamma_1$.

Для вывода соотношения, более приближённого, но более просто, определяющего неизвестную удельную электропроводность металлического листа $\gamma_2 = ?$ можно поступить иначе.

Выражение (2.189) перепишем в виде:

$$\left(\frac{2}{\mu_0 \cdot \omega \cdot r} \right) \cdot (j_{1m} - j_{2m}) \cdot \sin(\omega t) - (j_{1m} \cdot \gamma_2 d_2 - j_{2m} \cdot \gamma_1 d_1) \cdot \cos(\omega t) \approx 0. \quad (2.190)$$

В (2.190) выделим модуль и фазово-временную зависимости, тогда:

$$\sqrt{\left(\frac{2}{\mu_0 \cdot \omega \cdot r} \cdot (j_{1m} - j_{2m}) \right)^2 + (j_{1m} \cdot \gamma_2 d_2 - j_{2m} \cdot \gamma_1 d_1)^2} \cdot \sin(\omega t + \varphi) \approx 0, \quad (2.191)$$

где φ – некоторая «начальная» фаза.

Выполнение равенства (2.191) для любого момента времени возможно только при

$$\left(\frac{2}{\mu_0 \cdot \omega \cdot r} \cdot (j_{1m} - j_{2m}) \right)^2 + (j_{1m} \cdot \gamma_2 d_2 - j_{2m} \cdot \gamma_1 d_1)^2 \approx 0. \quad (2.192)$$

Разность токов в обмотках индукторов-источников $(j_{1m} - j_{2m})$ есть величина ограниченная и достаточно малая.

При довольно высоких рабочих частотах, но не нарушающих условие «прозрачности» листовых металлов (2.179), и больших радиусов можно положить, что

$$\left(\frac{2}{\mu_0 \cdot \omega \cdot r} \cdot (j_{1m} - j_{2m}) \right) \ll (j_{1m} \cdot \gamma_2 d_2 - j_{2m} \cdot \gamma_1 d_1). \quad (2.193)$$

Тогда из (2.192) находим,

$$\gamma_2 \approx \frac{j_{2m}}{j_{1m}} \cdot \frac{(\gamma_1 \cdot d_1)}{d_2}. \quad (2.194)$$

Выражение (2.194) совершенно идентично формуле (2.186).

В заключение выполним некоторые численные оценки, необходимые для понимания уровня достоверности полученных результатов.

Очевидно, что все расчётные зависимости (2.187), (2.189), (2.190) должны давать величины удельной электропроводности с определённым разбросом, обусловленным соответствующими принятыми допущениями, но приемлемыми для практического использования.

Для оценки возможных расхождений и формулировки условий их минимизации выпишем отношения токов в индукторах-источниках в разных приближениях (экспоненциальные сигналы, гармонические и т.д.). Эти зависимости, естественно, должны быть разными, поскольку каждое из приближений обладает определённой степенью не адекватности реальным условиям.

Так, например, принятая в рассмотрении экспоненциальная временная зависимость в действительности должна обладать весьма крутым фронтом, что на начальном этапе процесса проникновения не соответствует условию «прозрачности» металлических листов.

Удельная электропроводность, рассчитанная по квадратичным отклонениям, весьма условно разделяет ток, возбуждаемый в обмотке датчика поля, на компоненты, обусловленные токами каждого из индукторов источников.

Формула для вычисления удельной электропроводности (2.194) получена в идеализации высоких рабочих частот и достаточно большого радиуса контура датчика поля.

Итак, последовательно из (2.187), (2.189) и (2.194) находим, что

$$\frac{I_{2m}}{I_{1m}} \Big|_{\text{exp}} = \frac{\left(1 + \alpha \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_2 d_2)\right)}{\left(1 + \alpha \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_1 d_1)\right)}. \quad (2.195)$$

$$\frac{I_{2m}}{I_{1m}} \Big|_{\text{sin}} = \sqrt{\frac{\left(1 + \left[\omega \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_2 d_2)\right]^2\right)}{\left(1 + \left[\omega \cdot \frac{r}{2} \cdot (\mu_0 \gamma_1 d_1)\right]^2\right)}}. \quad (2.196)$$

$$\frac{I_{2m}}{I_{1m}} \Big|_{\text{simple}} \approx \frac{(\gamma_2 \cdot d_2)}{(\gamma_1 \cdot d_1)}. \quad (2.197)$$

Теперь положим, что параметры металлических листов известны априори.

«Контрольный» образец выполнен из медной фольги: толщина – $d_1 = 0,0001$ м, удельная электропроводность – $\gamma_1 = 6 \cdot 10^7$ 1/Ом·м. Исследуемый объект – из электротехнической стали: толщина – $d_2 = 0,001$ м, удельная электропроводность – $\gamma_2 = 0,2 \cdot 10^7$ 1/Ом·м.

Радиус витка датчика в пространстве между листами – $r \approx 0,05$ м. Рабочая частота сигналов в обмотках индукторов-источников – $f = 10$ кГц, $\omega = 2\pi \cdot 10^3$ Гц. Для экспоненциального сигнала – $\alpha = \omega$. При данном значении частоты эффективная глубина для меди составляет $\sim 0,0064$ м, что намного больше толщины «контрольного» образца. То есть, для него удовлетворяется требование «прозрачности». Для принятой стали это требование удовлетворяется тем более.

С помощью формул (2.195), (2.196), (2.197) вычислим отношения токов. Затем подставим их в выражения для удельной электропроводности – (2.187), (2.189), (2.194). Конечные результаты расчётов оформим в виде таблицы.

Таблица 2.1 - Результаты расчётов удельной электропроводности

Уд. электропровод- ность Отнош. токов	$\gamma_{2\text{exp}}$	$\gamma_{2\text{sin}}$	$\gamma_{2\text{simple}}$
$\left. \frac{I_{2m}}{I_{1m}} \right _{\text{exp}} \approx 0,385$	$0,2 \cdot 10^7$	$2,26 \cdot 10^7$	$2,3 \cdot 10^7$
$\left. \frac{I_{2m}}{I_{1m}} \right _{\text{sin}} \approx 0,343$	$0,17 \cdot 10^7$	$0,2 \cdot 10^7$	$0,205 \cdot 10^7$
$\left. \frac{I_{2m}}{I_{1m}} \right _{\text{simple}} \approx 0,333$	$0,17 \cdot 10^7$	$0,19 \cdot 10^7$	$0,2 \cdot 10^7$

Из данных таблицы следует, что расхождения в результатах расчёта удельной электропроводности не превышают $\sim 30\%$ и в среднем составляют около $\sim 10\%$. Естественно, что уменьшить разброс значений, а следовательно и достоверность в определении измеряемой величины, можно увеличением параметра $(\omega \cdot r)$. Так, уже при $r = 0,1 \text{ м}$ максимальное расхождение составляет менее $\sim 20\%$. Увеличение частоты в два раза, то есть до 20 кГц , также возможно. При этом эффективная глубина проникновения поля уменьшается до $\sim 0,00046 \text{ м}$, что всё ещё допустимо по условию «прозрачности» медного листа толщиной $\sim 0,0001 \text{ м}$. Как показывают вычисления, данное увеличение частоты позволяет снизить максимальный разброс до $\sim 10\%$.

В данном подразделе предложена и теоретически исследована конструкция системы с двумя «прозрачными» круговыми одновитковыми соленоидами для практической реализации бесконтактного способа измерения удельной электропроводности металлов. Полученные рабочие соотношения показывают, что при надлежащем выборе условия измерения удельная электропроводность металла может быть определена с известным уровнем погрешности.

Выводы по разделу 2

1. Предложена и теоретически обоснована дееспособность «метода встречных магнитных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов». В его основу положена идея, успешно применявшаяся в магнитно-импульсной обработке металлов для устранения негативных последствий диффузионных эффектов при силовом воздействии на обрабатываемые объекты.

2. Представлена сущность предлагаемого метода, которая заключается в создании условий, при выполнении которых суммарный магнитный поток от двух источников «встречных» полей в пространстве между листовыми проводниками обращается в нуль. Математическая формулировка этих

условий, связывающая амплитудно-временные параметры полей в системе с электрофизическими характеристиками листовых металлов, представляет собой базовое соотношение, с помощью которого возможно определение неизвестной удельной электропроводности исследуемого металлического образца.

3. Показаны отличительные особенности предлагаемого метода:

- отсутствие непосредственных электрических контактов с металлом исследуемого образца,

- в отличие от известных аналогов, возможно измерения удельной электропроводности листовых металлов с толщиной, существенно меньшей эффективной глубины проникновения поля в соответствующую проводящую среду,

- в отличие от известных аналогов, возможно измерять удельную электропроводность как немагнитных, так и магнитных металлов (не- и ферромагнетики).

4. Проведен анализ электромагнитных процессов в измерительных системах с различным конструктивным исполнением источников магнитного поля – индукторов.

5. Работа систем с использованием «встречных магнитных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов» возможна исключительно в низкочастотном режиме, когда имеет место интенсивное проникновение полей сквозь листовые металлы, один из которых является «контрольным образцом» с известными параметрами, а второй – образцом, электропроводность которого определяется.

6. В случае идеально проводящих обмоток индукторов рабочее соотношение для определения удельной электропроводности немагнитных листовых металлов включает напряжённости магнитного поля, возбуждаемого в рабочих зонах индукторов равными и одинаково направленными токами.

7. Метод «встречных магнитных полей» позволяет измерять удельную электропроводность тонкостенных листовых ферромагнитных образцов, причём в случае «абсолютно прозрачных» обмоток индукторов рабочее

соотношение для определения удельной электропроводности включает не напряжённости магнитных полей на внешних границах листовых металлов, а токи, возбуждающие систему.

8. Обоснована практическая действенность конструктивного варианта исполнения реальной измерительной системы:

- с оценкой влияния обмоток индукторов, как тонкостенных экранов, отделяющих измерительную систему от свободного полупространства,
- с выводом рабочих соотношений для определения неизвестной удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов,
- с выводом о независимости рабочих соотношений для определения электропроводности от наличия магнитных свойств исследуемого металла, что позволяет провести измерения электрофизических характеристик проводников любой природы.

РАЗДЕЛ 3
ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ПРИ
СИЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПОЛЕЙ.
ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Как было упомянуто выше, в 2004г. экспериментально обнаружено явление, сущность которого состоит в следующем. При понижении рабочих частот направление сил, действующих на тонкостенный листовой ферромагнетик, изменяется на прямо противоположное. Отталкивание от индуктора (действие сил Лоренца, известных в МИОМ, как «магнитное давление»), трансформируется в притяжение к нему. Следует подчеркнуть, что в проведенных экспериментах наблюдалось не просто отталкивание или притяжение экспериментальных образцов в целом, а их деформирование с образованием выпуклостей или вмятин [62,134].

Первые попытки адекватного объяснения эффекта изменения направленности сил, действующих на тонкостенные листовые ферромагнетики при вариации рабочих частот возбуждаемых полей, были сделаны авторами [32]. Предложенная гипотеза основывалась на влиянии магнитных свойств металла обрабатываемого объекта. Численная аппроксимация зависимости магнитной проницаемости от напряжённости – $\mu_r(H)$ [140] в диапазоне её значений, характерных для МИОМ ($H \sim 10^6 \div 10^7$ А/м, [133]), привела к величине порядка $\mu_r \approx 1,5 \div 5,0$. Этот результат согласуется с мнением авторов работы [74], реализовавшим исследуемый эффект притяжения в практике рихтовки автомобильных кузовов и утверждавшим, что для проявления магнитных свойств в плане притяжения вполне достаточно, чтобы $\mu_r > 1.2$.

Следует подчеркнуть существенное отличие магнитно-импульсного притяжения при $\mu_r \rightarrow 1$ от притяжения с помощью обычных электромагнитов, для которых максимум магнитной проницаемости, когда $\mu_r \gg 1$, есть необходимое условие их дееспособности.

Наконец, последнее замечание к актуальности определения магнитных свойств обрабатываемых объектов при силовом воздействии импульсных полей.

Можно выделить массу технологий традиционной магнитно-импульсной обработки разного рода стальных заготовок (например, плоская штамповка, обжим и раздача полых труб, холодная сварка и др.), магнитные свойства которых никак не влияли на успешность выполняемой производственной операции [18]. Действительно, при реальном силовом давлении на массивные объекты амплитуды напряжённости составляли $\sim 10^7$ А/м и выше. В этом диапазоне действующих полей магнитная проницаемость обрабатываемых металлов далека от своего максимума и стремится к единице [140]. Отличие её величины от предельного значения не оказывало влияния на эффективность обработки. Соответственно, вопрос об определении магнитных характеристик обрабатываемых металлов не представлял никакого практического интереса. Но с появлением разработок производственных операций, основанных на магнитно-импульсном притяжении ферромагнетиков, идентификация магнитной проницаемости объектов обработки при реальном силовом воздействии становится весьма актуальной. Результаты проведенных исследований (не прямо, но косвенно!) дали основание полагать, что её величина, даже незначительно больше единицы, определяет амплитуды возбуждаемых сил магнитного притяжения заготовки к источнику поля – индуктору [141-145].

Достоверность последнего утверждения, как и численной аппроксимации относительной магнитной проницаемости в цитируемых работах, требует проведения непосредственного измерения в реальных экспериментах при силовом воздействии импульсных полей.

Целью последующих рассмотрений является предложение и теоретическое обоснование методики измерения и определения характеристик тонкостенных листовых ферромагнетиков при реальном магнитно-импульсном притяжении.

3.1 Методика измерения магнитных характеристик

Известные методы определения магнитной проницаемости и соответствующие графические иллюстрации измерений освещены в многочисленных научных работах, например, [116-119]. Как правило, приведенные зависимости $\mu_r(H)$ даны для величин $H < 10^5$ А/м, в то время, как характерные для МИОМ напряжённости магнитного поля, как минимум, на порядок-два выше [18]. Использование известных методик для определения магнитных свойств листовых металлов в таких полях не представляется возможным.

В этой связи для определения относительной магнитной проницаемости целесообразно использовать индукционные датчики, представляющие собой многовитковые катушечные зонды, выполненные на полом диэлектрическом каркасе с площадью поперечного сечения – S [146].

В теле ферромагнитной листовой заготовки (рисунок 3.1) от центра к периферии выполняются два прямоугольных выреза. Их взаимное расположение: либо по радиусам под прямым углом, либо по диаметру в противоположные стороны. В одном из них полностью удалён металл. Здесь вместо удалённого металла крепится плоская прямоугольная вставка из диэлектрика. В другом оставлена полоска металла. Поперечные размеры вставки и металлической полоски таковы, что на них можно надеть полый диэлектрический каркас измерительного индукционного датчика.

Ферромагнитная листовая заготовка с вырезом устанавливается на рабочую поверхность индуктора – инструмента магнитно-импульсного притяжения. В режиме силового воздействия индуцированные электрические сигналы с обмоток идентичных датчиков непосредственно или через интегратор подаются на вход осциллографа. Заметим, что можно использовать один датчик, помещая его попеременно на диэлектрическую и металлическую полоски в вырезах.

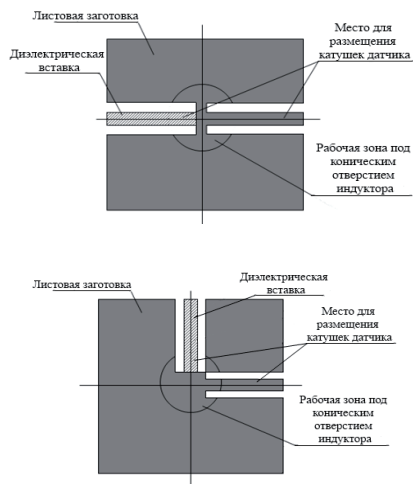


Рисунок 3.1 – Объект исследования, эскиз листовой заготовки

Отношение сигналов с обмоток датчиков даст величину различных видов проницаемости ферромагнитной заготовки в режиме реального импульсного силового воздействия.

Наиболее близким к настоящему предложению является известный индукционный метод определения магнитных характеристик металлов. Он позволяет определять зависимости индукции и намагниченности от напряжённости магнитного поля, петлю гистерезиса и различные виды проницаемости. Индукционный метод основан на измерении Э.Д.С. индукции, которая возбуждается во вторичной обмотке при пропускании намагничивающего переменного тока через первичную обмотку образца [136, 147].

3.2 Вывод рабочих соотношений для измерения характеристик ферромагнетиков

Практическая реализация предложенной методики измерения магнитных характеристик листовых ферромагнетиков требует вывода рабочих соотношений для их расчёта по соответствующим результатам проведенных экспериментов.

Достоверность этих соотношений должна подтверждаться физически обоснованной корректной постановкой задач и достаточно строгими математическими выкладками. В этой связи представляется целесообразным начать с фундаментальных зависимостей, описывающих процессы в теории электромагнитного поля. Естественно, имеются в виду уравнения Максвелла и материальные связи между характеристиками полей.

Далее, полученные аналитические выражения тождественным образом следует преобразовать к виду, пригодному для практического использования.

Поскольку речь идёт о выводах, описывающих интегральные характеристики (то есть, процесс в целом), необходимо использовать математический аппарат усреднения по пространственным координатам и времени.

3.2.1 Фундаментальные зависимости

Выпишем уравнение Максвелла, связывающее электрическую напряжённость – $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и индукцию – $\vec{B}(\vec{r}, t)$ переменного поля [139]

$$\operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (3.1)$$

где $\vec{r}$ – совокупность пространственных координат, t – время.

Правую и левую часть уравнения (3.1) проинтегрируем по поверхности поперечного сечения – S . Получим, что

$$\oiint_S \operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \oiint_S \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{S}. \quad (3.2)$$

Преобразуем выражения в правой и левой частях соотношения (3.2).

С помощью формул, связывающих поверхностные и криволинейные интегралы 2-го рода от векторных величин [137], записываем, что:

$$\oiint_S \operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{S} = \oint_L \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{l} = \varepsilon(t), \quad (3.3)$$

где $\varepsilon(t)$ – электродвижущая сила, возбуждаемая в контуре – L , ограничивающем поперечное сечение – S катушки датчика.

Правая часть соотношения (3.2) с учётом определения магнитного потока принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \oiint_S \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{S} = \frac{\partial \Phi_S(t)}{\partial t}, \quad (3.4)$$

где $\Phi_S(t)$ – магнитный поток через заданную поверхность поперечного сечения – S катушки датчика.

Подставляя (3.3) и (3.4) в соотношение (3.2), получаем следующее выражение

$$\varepsilon(t) = -\frac{\partial \Phi_S(t)}{\partial t}. \quad (3.5)$$

Выражение (3.5) представляет собой математическую запись закона электромагнитной индукции Майкла Фарадея [139,140,147]. Данный факт есть свидетельство достоверности полученного результата.

3.2.2 Динамическая и относительная магнитные проницаемости.

Для дальнейших преобразований необходимо отметить два важных обстоятельства: 1) величины в формуле (3.5) являются функциями места расположения обмотки датчика; 2) поперечное сечение датчика должно выбираться настолько малым, чтобы индукцию и напряжённость магнитного поля можно было считать константами в его пределах.

С учётом этих замечаний магнитный поток во внутренней полости датчика с многовитковой обмоткой запишется как функция времени и координаты [146,147]

$$\Phi_S(t, \zeta) \approx w \cdot S \cdot \mu_0 \cdot \mu_r(H(t, \zeta)) \cdot H(t, \zeta), \quad (3.6)$$

где w — число витков в обмотке датчика;

S — площадь поперечного сечения внутренней полости обмотки датчика;

μ_0 — магнитная постоянная, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м,

$\mu_r(H(t, \zeta))$ — относительная магнитная проницаемость, как функция напряжённости магнитного поля,

$H(t, \zeta)$ — напряжённость магнитного поля (нормальная к поперечному сечению и тангенциальная к поверхности листового ферромагнетика),

ζ — обобщённая пространственная координата места расположения обмотки датчика.

Подставим (3.6) в (3.5) и выполним дифференцирование по времени. Опуская функциональное обозначение зависимости от времени, получим, что:

$$\varepsilon(t, \zeta) \approx - \left(w \cdot S \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial H(t, \zeta)}{\partial t} \right) \cdot \mu_n(H(t, \zeta)), \quad (3.7)$$

где $\mu_n(H(t, \zeta)) = \frac{d\mu_r(H(t, \zeta))}{dH} \cdot H(t, \zeta) + \mu_r(H(t, \zeta))$ – нелинейная или динамическая магнитная проницаемость среды [146].

Введём следующие величины.

В катушке датчика, размещённого на диэлектрике, возбуждается ЭДС

$$\varepsilon_{\mu_r=1}(t, \zeta) = - \left(w \cdot S \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial H(t, \zeta)}{\partial t} \right). \quad (3.8)$$

Если датчик размещён на ферромагнетике

$$\varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta) = - \left(w \cdot S \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial H(t, \zeta)}{\partial t} \right) \cdot \mu_n(H(t, \zeta)). \quad (3.9)$$

Разделив (3.9) на (3.8) и фиксируя зависимость только от окончательных аргументов – $\{t, \zeta\}$, получим следующее выражение для определения динамической магнитной проницаемости:

$$\mu_n(t, \zeta) = \frac{\varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta)}{\varepsilon_{\mu_r=1}(t, \zeta)}. \quad (3.10)$$

Как видно из формулы (3.10), динамическая проницаемость ферромагнетика может быть определена как отношение электродвижущих сил – ЭДС, возбуждаемых в катушках индукционных датчиков, размещённых на ферромагнитной и диэлектрической вставках в теле исследуемой листовой заготовки.

Для определения относительной магнитной проницаемости проинтегрируем по времени зависимость (3.5).

С учётом пространственного расположения датчика получим, что

$$\Phi_S(t, \zeta) = - \int \varepsilon(t, \zeta) \cdot dt. \quad (3.11)$$

В (3.11) подставим выражение для магнитного потока (3.6).

$$w \cdot S \cdot \mu_0 \cdot \mu_r(H(t, \zeta)) \cdot H(t, \zeta) = - \int \varepsilon(t, \zeta) \cdot dt. \quad (3.12)$$

Соответственно обозначениям ранее введенных величин, перепишем (3.12) в виде следующих зависимостей:

а) для диэлектрического заполнения внутренней полости индукционного датчика,

$$w \cdot S \cdot \mu_0 \cdot H(t, \zeta) = - \int \varepsilon_{\mu_r=1}(t, \zeta) \cdot dt, \quad (3.13)$$

б) для ферромагнетика внутри катушки датчика,

$$w \cdot S \cdot \mu_0 \cdot \mu_r(H(t, \zeta)) \cdot H(t, \zeta) = - \int \varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta) \cdot dt. \quad (3.14)$$

Разделив (3.14) на (3.13), в терминах окончательных аргументов – $\{t, \zeta\}$ получим, что

$$\mu_r(t, \zeta) = \frac{\int \varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta) \cdot dt}{\int \varepsilon_{\mu_r = 1}(t, \zeta) \cdot dt}. \quad (3.15)$$

Как следует из формулы (3.15), относительная магнитная проницаемость ферромагнетика может быть определена, как отношение проинтегрированных по времени ЭДС, возбуждаемых в обмотках датчиков, размещённых на ферромагнитной и диэлектрической вставках в теле исследуемой листовой заготовки.

Динамическая и относительная проницаемости в формулах (3.10) и (3.15) есть функции времени и координаты расположения обмотки измерителя. Это означает, что магнитные характеристики должны описываться некоторым пространственно-временным распределением в обрабатываемых заготовках. Если говорить о практической целесообразности, то детали распределений магнитной проницаемости не представляют особого интереса. Для создания новых инструментов МИОМ достаточно знания усреднённых значений магнитных характеристик заготовок, подлежащих обработке [142, 143].

Приведём зависимости (3.10) и (3.15) к виду, удобному в практических оценках.

Для временного усреднения характеристик ферромагнетиков необходимо провести усреднение числителей и знаменателей в формулах для проницаемостей по времени действия импульсов магнитного поля [136, 137], после чего найти $\bar{\mu}_n(\zeta)$ или $\bar{\mu}_r(\zeta)$, как отношение средних значений ЭДС или их интегралов за время импульса в фиксированной точке расположения обмотки измерителя, соответственно

$$\bar{\mu}_n(\zeta) = \frac{\frac{0}{T}}{\frac{\int_0^T \varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta) \cdot dt}{\int_0^T \varepsilon_{\mu_r = 1}(t, \zeta) \cdot dt}}, \quad (3.16)$$

где T – длительность импульса;

$$\bar{\mu}_r(\zeta) = \frac{\int_0^T \left(\int_x \varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta) \cdot dx \right) dt}{\int_0^T \left(\int_x \varepsilon_{\mu_r = 1}(t, \zeta) \cdot dx \right) dt}. \quad (3.17)$$

Усреднение магнитных характеристик по пространственным переменным следует провести с учётом функциональных зависимостей от дискретных значений обобщённых координат – ζ_k , фиксирующих места расположения датчиков в рабочей зоне индукторной системы [137]

$$\bar{\mu}_H = \frac{\sum_{k=1}^N \left(\int_0^T \varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta_k) \cdot dt \right)}{\sum_{k=1}^N \left(\int_0^T \varepsilon_{\mu_r = 1}(t, \zeta_k) \cdot dt \right)}, \quad (3.18)$$

где N – число точек расположения обмоток измерителя.

$$\bar{\mu}_r = \frac{\sum_{k=1}^N \left[\int_0^T \left(\int_x \varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta_k) \cdot dx \right) dt \right]}{\sum_{k=1}^N \left[\int_0^T \left(\int_x \varepsilon_{\mu_r = 1}(t, \zeta_k) \cdot dx \right) dt \right]}. \quad (3.19)$$

Формулы (3.18) и (3.19) представляют собой соотношения для расчёта средних значений магнитных характеристик листовых заготовок в МИОМ.

3.2.3 Напряжённость магнитного поля

С помощью предложенной методики также можно измерять напряжённость магнитного поля в рабочей зоне индукторной системы.

Из выражения (3.13) следует, что в случае диэлектрического заполнения внутренней полости датчика напряжённости как функция времени в фиксированной точке с произвольной обобщённой координатой – ζ будет равна

$$H_{\mu_r=1}(t, \zeta) = -\frac{\int \varepsilon_{\mu_r=1}(t, \zeta) \cdot dt}{\mu_0 \cdot w \cdot S}. \quad (3.20)$$

В предложенной схеме измерения практическая достоверность работы интегратора достигается при выполнении определённых условий [146]. Проанализируем их и выведем соотношения, необходимые для использования зависимости (3.20) в практических вычислениях, поскольку величина интеграла в числителе должна определяться параметрами электрической схемы интегратора.

Итак, если на входе интегратора имеет место напряжение, равное Э.Д.С. с обратным знаком, то ток в цепи для гармонического сигнала с частотой – ω будет равен [146, 147]

$$i(t) = -\frac{\varepsilon(t)}{\sqrt{R^2 + \frac{1}{(\omega \cdot C)^2}}} = -\frac{\varepsilon(t)}{R \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{(\omega \cdot \tau)^2}}}, \quad (3.21)$$

где $\tau = R \cdot C$ – постоянная времени, R, C – элементы схемы интегратора.

При соответствующем выборе $(\omega \cdot R \cdot C)^2 \gg 1$ можно считать, что ток в схеме интегратора определяется законом Ома

$$i(t) \approx -\varepsilon(t)/R. \quad (3.22)$$

Напряжение на емкости – C будет равно интегралу от тока [147]. С учётом зависимости (3.22) получим, что

$$u_c(t) = \frac{1}{C} \cdot \int_t i(t) dt \approx -\frac{1}{\tau} \cdot \int_t \varepsilon(t) dt. \quad (3.23)$$

Из выражения (3.23) находим, что

$$\int_t \varepsilon(t) dt \approx -\tau \cdot u_c(t). \quad (3.24)$$

Соотношение (3.24) подставим в формулу (3.20)

$$H_{\mu_r=1}(t, \zeta) = \frac{\tau \cdot u_{c, \mu_r=1}(t, \zeta)}{\mu_0 \cdot w \cdot S}. \quad (3.25)$$

где $u_{c, \mu_r=1}(t, \zeta) = \int_t \varepsilon_{\mu_r=1}(t, \zeta) \cdot dt$ – напряжение на выходе интегратора,

подключённого к датчику с диэлектриком во внутренней полости и расположенного в фиксированной точке с обобщённой координатой – ζ .

Достоверность зависимости (3.25) легко проверить следующим образом.

Аналогичным образом с помощью формулы (3.14) и соотношений (3.21) – (3.24) можно определить напряжённость магнитного поля в металле обрабатываемой листовой ферромагнитной заготовки

$$H_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta) = \frac{\tau \cdot u_{c, \mu_r \neq 1}(t, \zeta)}{\mu_0 \cdot \mu_T(t, \zeta) \cdot w \cdot S}, \quad (3.26)$$

где $u_{c, \mu_r \neq 1}(t, \zeta) = \int_t \varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta) \cdot dt$ – напряжение на выходе интегратора,

подключённого к датчику с ферромагнетиком во внутренней полости и расположенного в фиксированной точке с обобщённой координатой – ζ .

С помощью выражений (3.25) и (3.26) найдём отношение напряжённостей магнитного поля вне (диэлектрик в полости датчика!) и внутри металла ферромагнетика

$$\frac{H_{\mu_r=1}(t, \zeta)}{H_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta)} = \frac{u_{c, \mu_r=1}(t, \zeta)}{u_{c, \mu_r \neq 1}(t, \zeta)} \cdot \frac{1}{\mu_r(t, \zeta)}. \quad (3.27)$$

Подставляя в (3.27) выражения для напряжений на выходе интегратора из (3.25) и (3.26), а также зависимости для относительной магнитной проницаемости (3.15), получаем, что:

$$H_{\mu_r=1}(t, \zeta) = H_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta). \quad (3.28)$$

Напряжённости в равенстве (3.28) есть тангенциальные составляющие вектора магнитного поля. Их равенство означает непрерывность данной компоненты напряжённости при переходе из одной среды в другую, что согласуется известным положением теории электромагнитного поля [139], и подтверждает достоверность полученных соотношений для определения напряжённости магнитного поля в рабочей зоне индукторной системы.

Формулы (3.25) и (3.26) позволяют определять напряжённость магнитного поля в реальных рабочих режимах при магнитно-импульсной обработке металлов.

Возвращаясь к магнитным проницаемостям, для удобства в математической обработке экспериментальных данных формулы (3.18) и (3.19) перепишем в терминах напряжения на выходе интегратора

$$\bar{\mu}_H(\zeta_k) \approx \frac{\varepsilon_{\mu_r \neq 1}(t, \zeta_k) \Big|_{\max}}{\varepsilon_{\mu_r = 1}(t, \zeta_k) \Big|_{\max}}; \quad (3.29)$$

$$\bar{\mu}_r(\zeta_k) \approx \frac{u_{c, \mu_r \neq 1}(t, \zeta_k) \Big|_{\max}}{u_{c, \mu_r = 1}(t, \zeta_k) \Big|_{\max}}. \quad (3.30)$$

Наконец, усреднение по координатам приводит к выражениям для вычисления средних значений динамической и относительной магнитной проницаемостей.

$$\bar{\mu}_H \approx \frac{1}{N} \cdot \sum_{k=1}^N \bar{\mu}_H(\zeta_k). \quad (3.31)$$

$$\bar{\mu}_r \approx \frac{1}{N} \cdot \sum_{k=1}^N \bar{\mu}_r(\zeta_k). \quad (3.32)$$

Выводы по разделу 3

1. Предложен и теоретически обоснован метод измерения магнитных характеристик тонкостенных листовых металлов, в частности динамической и относительной магнитных проницаемостей, в режиме силового воздействия импульсных полей (притяжение участков, заданных условиями производственной операции).

2. Предложенный метод основан на сравнении сигналов, возбуждаемых в обмотках индукционных датчиков, расположенных на заготовке так, что в полости одного из них – металл, магнитные характеристики которого

определяются, а в полости другого – диэлектрик. Отношение возбуждаемых сигналов позволяет определить искомые динамическую и относительную магнитные проницаемости.

3. Исходя из фундаментальных зависимостей теории электромагнитного поля, получены рабочие соотношения для определения динамической и относительной магнитных проницаемостей.

4. Полученные рабочие соотношения приведены к виду, позволяющему характеризовать как пространственно-временную зависимость проницаемостей, так и давать интегральную информацию о магнитном состоянии обрабатываемой заготовки по усреднённым показателям магнитных свойств её металла.

5. Предложенный метод позволяет установить скорость изменения относительной магнитной проницаемости в функциональной зависимости от напряжённости, что позволяет аппроксимировать поведение фундаментальной характеристики ферромагнетика в область более сильных полей.

6. Отличительные особенности предлагаемого метода:

- простота, связанная с использованием хорошо известных индукционных датчиков магнитного поля,
- возможность измерения магнитных характеристик листовых металлов с толщиной, существенно меньшей эффективной глубины проникновения поля в соответствующую проводящую среду, в полях с напряжённостью, соответствующей рабочим режимам магнитно-импульсной обработки металлов.

РАЗДЕЛ 4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ СИСТЕМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ И УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЛИСТОВЫХ МЕТАЛЛОВ

4.1 Измерения магнитных проницаемостей

Цель и отличительная особенность проведенных экспериментов – практическая апробация методики измерения и определение характеристик тонкостенных листовых ферромагнетиков при реальном магнитно-импульсном притяжении их участков, заданных условиями производственной операции.

4.1.1 Методика проведения эксперимента по измерению магнитных характеристик

Объект исследований – заготовка из тонкостенной листовой стали автомобиля «Ситроен» толщиной $\sim 0,001\text{м}$ (здесь следует перечислить все заготовки из различных сталей, но, как объект экспериментальной отработки предложенного метода, указать один из них) с вырезами, позволяющими размещение катушек индукционных датчиков. В одном из вырезов сохраняется металлический выступ (рисунок 4.1а, справа), во втором – крепится диэлектрическая вставка (рисунок 4.1а, слева).

Индукционный датчик через интегратор (рисунок 4.1б) подключается к осциллографу.

Оборудование – магнитно-импульсная установка МИУС-2, созданная в лаборатории электромагнитных технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета, согласующее устройство и одновитковая индукторная система с внутренним отверстием конической формы [144]. Полость отверстия – рабочая зона инструмента.

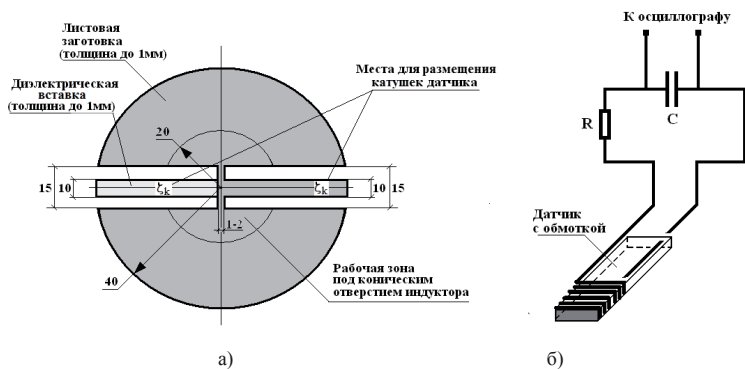


Рисунок 4.1 – Объект исследования и схема подключения индукционного датчика в эксперименте по измерению магнитных характеристик в МИОМ, а) эскиз листовой заготовки, б) схема подключения индукционного измерителя (через интегратор)

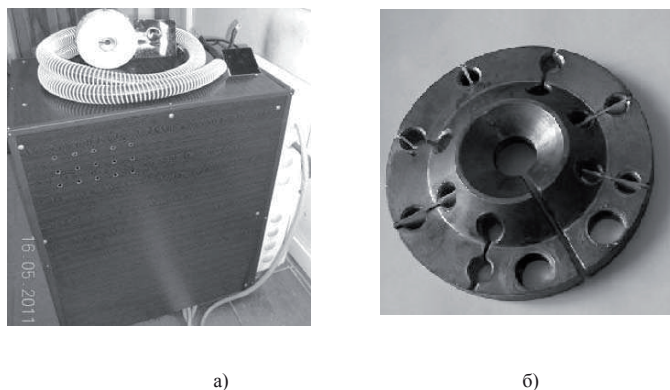


Рисунок 4.2 – Экспериментальное оборудование,
а) магнитно-импульсная установка МИУС-2 (сверху – выносной инструмент в защитном корпусе с кабельным подсоединением),
б) массивный одновитковый индуктор с внутренним отверстием конической формы

Методика эксперимента:

1) на выступах (рисунок 4.1, диэлектрическая вставка – слева, металл заготовки – справа) в пределах рабочей зоны индукторной системы были отмечены 5 точек для размещения обмотки индукционного датчика;

2) сигнал непосредственно с обмотки индукционного датчика подавался на вход осциллографа;

3) выход обмотки индукционного датчика через интегратор (рисунок 4.1б) подключался к осциллографу;

4) осциллографируемые сигналы измерялись;

5) производилась численная обработка результатов измерения.

Примечания: 1. Сравнительная достоверность проведенных измерений обеспечивалась использованием одного индукционного датчика, перемещаемого по выступам от одной выделенной точки к другой. 2. Эксперименты проводились в режиме однократных разрядов емкостного накопителя, листовые образцы не деформировались.

4.1.2. Результаты экспериментальной апробации метода

Первые эксперименты проводились для двух значений напряжения на емкостном накопителе: $U \approx 900\text{В}$ и $U \approx 1800\text{В}$. Выбранный диапазон энергий должен проиллюстрировать дифференциацию магнитных свойств исследуемого образца в режимах, когда при многократном повторении силовых воздействий в зависимости от их количества имело место образование вмятин разной глубины [145].

Типичные осциллограммы в проведенных экспериментах представлены на рисунке 4.3, 4.4.

Численные оценки характеристик импульсных сигналов в настоящих экспериментах (типичные представления на рисунке 4.3, 4.4), проведенные соответственно методикам монографии [40], показали, что отличия отношений их средних значений от отношений их максимумов не превышают $10 \div 12\%$.

Это позволяет приближённые оценки усреднённых характеристик ферромагнитных заготовок в каждой точке расположения обмотки измерителя находить как отношение временных максимумов числителя и знаменателя.

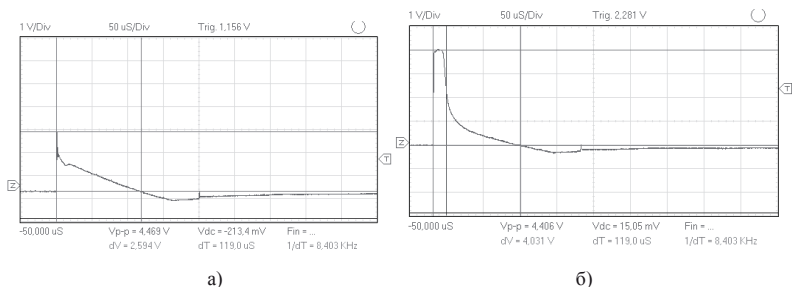


Рисунок 4.3 – Типичные осциллограммы сигналов с обмоток индукционных датчиков для определения динамической проницаемости (в точке $r/R \approx 0,2$), а) во внутренней полости катушки – диэлектрик; б) во внутренней полости катушки – ферромагнетик

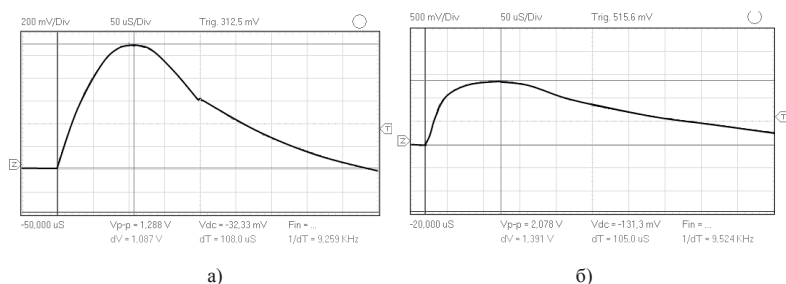


Рисунок 4.4 – Типичные осциллограммы проинтегрированных сигналов с обмоток индукционных датчиков при определении относительной магнитной проницаемости (в точке $r/R \approx 0,2$), а) во внутренней полости катушки – диэлектрик; б) во внутренней полости катушки – ферромагнетик

Конечные результаты определения магнитных характеристик исследуемого образца при магнитно-импульсном воздействии сведены в таблицу 4.1.

Таблица 4.1 – Результаты определения магнитных характеристик
исследуемого образца

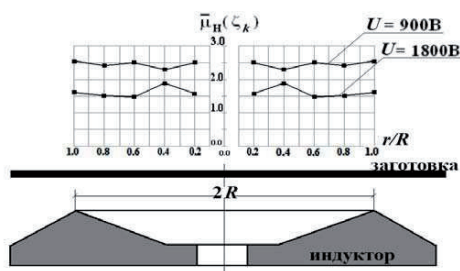
$\frac{r}{R}$	Относительная магнитная проницаемость, $\bar{\mu}_r(\zeta_k)$, $U = 900\text{В}$	Динамическая магнитная проницаемость, $\bar{\mu}_H(\zeta_k)$, $U = 900\text{В}$	Относительная магнитная проницаемость, $\bar{\mu}_r(\zeta_k)$, $U = 1800\text{В}$	Динамическая магнитная проницаемость, $\bar{\mu}_H(\zeta_k)$, $U = 1800\text{В}$
0,2	2,40	2,50	1,26	1,55
0,4	2,17	2,34	1,33	1,85
0,6	1,88	2,54	1,30	1,49
0,8	1,81	2,40	1,27	1,52
1,0	1,87	2,47	1,37	1,60
Ср. велич ины	$\bar{\mu}_r \approx 2,026$	$\bar{\mu}_H \approx 2,45$	$\bar{\mu}_r \approx 1,306$	$\bar{\mu}_H \approx 1,602$

Визуально, радиальные распределения магнитных проницаемостей иллюстрируют графические зависимости на рисунке 4.5.

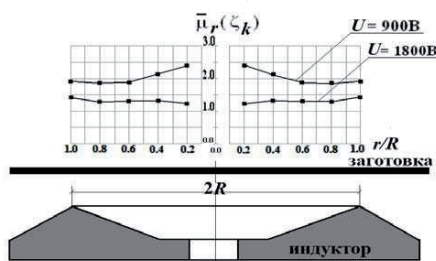
Как следует из проведенных измерений, средние значения динамической и относительной магнитной проницаемости в диапазоне напряжений емкостного накопителя $U \in [900\text{В}, 1800\text{В}]$, соответственно, будут равны: $\bar{\mu}_H \approx 2,025$ и $\bar{\mu}_r \approx 1,67$.

Результаты измерений относительной магнитной проницаемости согласуются с теорией, а также значениями μ_r , принятыми авторами теоретического обоснования экспериментально обнаруженного эффекта притяжения листового ферромагнетика при низких частотах [132].

В экспериментальном образце на рисунке 4.1 отсутствует металл в центральной части, соответствующей рабочей зоне индукторной системы. Очевидно, что данная геометрия практически полностью исключает влияние индуцированных токов на результаты измерений. Тем не менее, это влияние требует количественного определения.



а)



б)

Рисунок 4.5 – Радиальные распределения магнитных проницаемостей в листовых ферромагнетиках при МИОМ, а) динамическая магнитная проницаемость, б) относительная магнитная проницаемость

В этой связи были проведены аналогичные измерения для «контрольного» листового образца с частичным сохранением металла в центральной части, представленного на рисунке 4.6, что в отличие от геометрии на рисунке 4.1а, позволяет указать замкнутые контуры для протекания индуцированных токов.

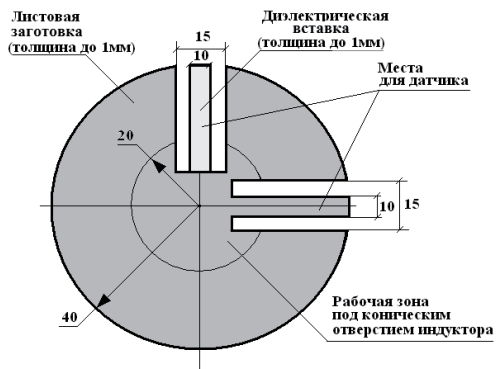


Рисунок 4.6 – Эскиз «контрольной» листовой заготовки с сохранением металла в рабочей зоне индукторной системы

Типичные осциллограммы проинтегрированных сигналов представлены на рисунке 4.7.

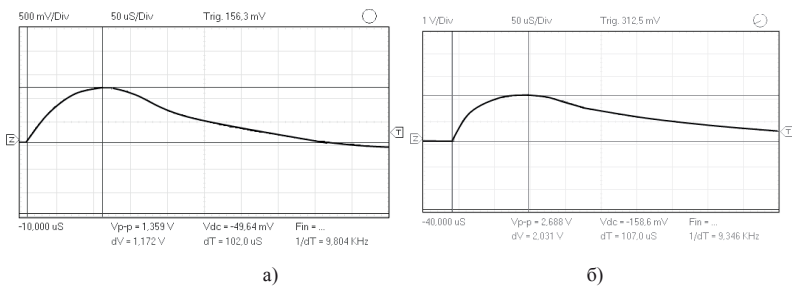


Рисунок 4.7 – Осциллограммы проинтегрированных сигналов с обмоток индукционных датчиков для определения относительной магнитной проницаемости (в точке $r/R \approx 0,5$), а) во внутренней полости катушки – диэлектрик; б) во внутренней полости катушки – ферромагнетик

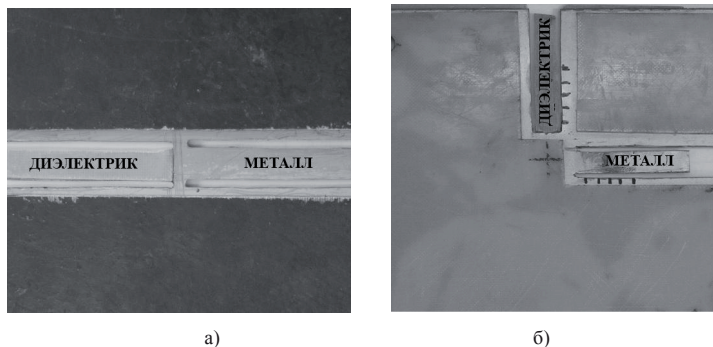


Рисунок 4.9 – Реальные листовые ферромагнетики в экспериментах по определению магнитных характеристик при МИОМ: а) образец, эскиз которого представлен на рисунке 4.1а, б) «контрольный» образец, эскиз которого представлен на рисунке 4.6

Вычисления, проведенные по результатам измерений, показали, что средняя величина относительной магнитной проницаемости металла листового образца на рисунке 4.6, рисунке 4.9б в рабочей зоне индукторной системы составляет: при напряжении $U = 900В$ – $\bar{\mu}_r \approx 2,0$, а при напряжении $U = 1800В$ – $\bar{\mu}_r \approx 1,36$.

Сравнение данных, полученных для листовых заготовок с различной геометрией вырезов для размещения индукционных датчиков, показали, что временная форма сигналов в измерителях остаётся неизменной, а расхождения в определении относительной магнитной проницаемости не превышают ~4%. Таким образом, геометрия образца для определения магнитных характеристик листовых ферромагнетиков при МИОМ, практически, не влияет на результаты измерений.

Теперь о пространственном распределении напряжённости магнитного поля.

Параметры интегратора: $R = 8,2 \cdot 10^3 \text{ Ом}$, $C = 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}$. Параметры датчика: число витков – $w = 100$, площадь поперечного сечения – $S = 10^{-5} \text{ м}^2$.

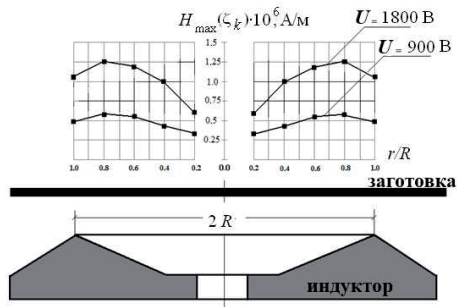


Рисунок 4.9 – Радиальное распределение напряжённости возбуждаемого магнитного поля в рабочей зоне индукторной системы при различных значениях напряжения на ёмкостном накопителе

По измеренным максимумам напряжения на выходе интегратора в фиксированных точках рабочей зоны были определены амплитудные значения напряжённости магнитного поля. Результаты представлены на рис. 4.9.

Как следует из рисунка 4.9, максимальная напряжённость магнитного поля (тангенциальная составляющая) составляет $\sim 1,25 \cdot 10^6$ А/м, а усреднённая по радиусу $\sim 1,05 \cdot 10^6$ А/м. Вероятно, что данные величины могут служить ориентиром для оценки амплитуды возбуждаемого поля, достаточной для преодоления предела пластичности металла обрабатываемого листового ферромагнетика и его деформирования притяжением к индуктору.

Вторая группа экспериментов, проведенных для напряжений $U \approx 450$ В и $U \approx 1350$ В, была направлена на обобщение полученных результатов. Она дополняет физическую картину зависимости магнитных характеристик металлов от величин напряжённости действующего поля в реальных процессах МИОМ.

Аналогично предыдущему для выделенных напряжений ёмкостного накопителя были проведены измерения проинтегрированных сигналов. С учётом ранее полученных результатов была получена зависимость

относительной магнитной проницаемости металла от напряжённости магнитного поля, усреднённых по величинам в различных точках рабочей зоны индукторной системы (см. рисунок 4.10).

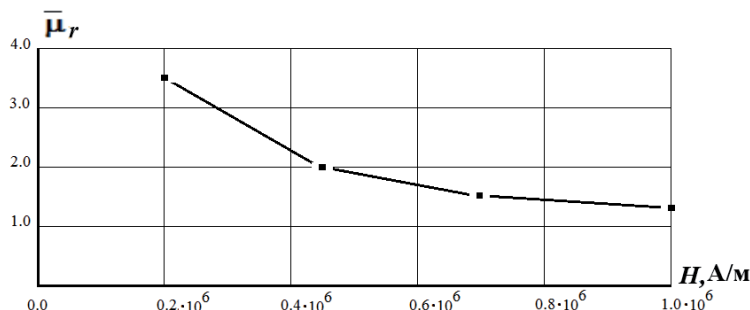
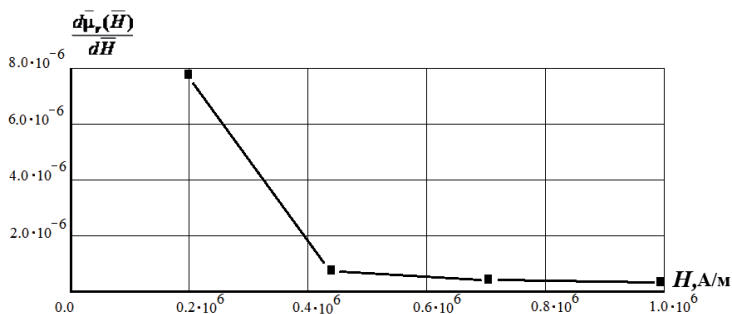


Рисунок 4.10 – Функциональная зависимость относительной магнитной проницаемости металла листовой заготовки от амплитуды напряжённости поля в индукторной системе при МИОМ

Характер и поведение кривой $\mu_r(H)$ на рисунке 4.10 физически полностью согласуется с зависимостью, представленной в фундаментальных работах по исследованиям ферромагнетиков (например, в монографии Я.Туровского [140]).

Прогнозирование «скорости» изменения магнитных свойств обрабатываемого металла в диапазоне реальной для МИОМ напряжённости действующего поля представляет практический интерес и может быть проведено с помощью первой производной относительной магнитной проницаемости $\frac{d\bar{\mu}_r(\bar{H})}{dH} = \frac{1}{H} \cdot [\bar{\mu}_n(\bar{H}) + \bar{\mu}_r(\bar{H})]$. Данное выражение, записанное в терминах усреднённых величин, определяет первую динамическую характеристику поведения магнитных свойств, а именно, «скорости» изменения проницаемости при вариации напряжённости поля в индукторной системе.



Рисунке 4.11 – Первая динамическая характеристика магнитных свойств металла обрабатываемого объекта в диапазоне реальных напряжённостей полей при МИОМ

Как видно из графической зависимости на рисунке 4.11, абсолютная величина скорости изменения магнитной проницаемости достаточно мала. Тем не менее, следует отметить резкое изменение производной при низких значениях напряжённости (почти на порядок для $(0,2 \div 0,4) \cdot 10^6 \text{ A/m}$). Но при приближении к амплитуде поля, когда имеет место деформирование, $\frac{d\bar{\mu}_r(\bar{H})}{dH}$ изменяется весьма слабо, что означает сохранение значения относительной магнитной проницаемости, близкого к единице, но отличного от неё. Данное утверждение согласуется с простыми физическими соображениями. Очевидно, что $\mu_r = 1$ при $H \rightarrow \infty$.

В заключение приведём результаты измерений в таблице 4.2 для сталей обшивок автомобилей американского концерна «Ford Motor Company». В сравнении с аналогами для европейской фирмы «Citroen» эти данные дают некоторое обобщающее представление о магнитных характеристиках сталей, применяемых в мировом автомобилестроении.

Таблица 4.2 – Результаты определения магнитных характеристик сталей обшивок автомобилей

Марка стали	Усреднённая относительная магнитная проницаемость в рабочей зоне инструмента, $\bar{\mu}_r _{U=900В}$,	Усреднённая относительная магнитная проницаемость в рабочей зоне инструмента, $\bar{\mu}_r _{U=1800В}$,
IF	2,25	1,36
ВН 210	2,188	1,41
ВН 240	2,334	1,44
Усреднение по маркам сталей	$\bar{\mu}_r \approx 2,26$	$\bar{\mu}_r \approx 1,4$

Для стали автомобильной обшивки фирмы «Citroen» из таблицы 4.1. можно выписать соответствующие аналоги: $\bar{\mu}_r|_{U \approx 900В} = 2,026$ и $\bar{\mu}_r|_{U \approx 1800В} = 1,306$.

Сравнение этих данных с величинами из таблицы 4.2 показывает, что относительная магнитная проницаемость стальных обшивок современных автомобилей, выпускаемых как американскими, так и европейскими производителями, в режиме магнитно-импульсного притяжения приблизительно одинакова и принимает значения в интервалах:

$$\bar{\mu}_r|_{U=900В} \in [2,026; 2,26] \text{ и } \bar{\mu}_r|_{U=1800В} \in [1,306; 1,4].$$

Полученные результаты сконцентрированы в следующих положениях

– Реализована успешная экспериментальная апробация методики измерений магнитных характеристик ферромагнитных листовых заготовок в реальных режимах магнитно-импульсной обработки металлов.

– Показано, что при магнитно-импульсном притяжении тонкостенных листовых ферромагнетиков величина относительной магнитной проницаемости обрабатываемых металлов отлична от единицы, что соответствует полному насыщению, и принимает значения в диапазоне $\mu_r \geq 1.3$.

– Успешно апробирована методика измерений напряжённости магнитного поля в рабочей зоне индукторной системы в реальном режиме силового воздействия при МИОМ.

– Полученная зависимость относительной магнитной проницаемости от величин напряжённости поля, характерных для реального магнитно-импульсного притяжения, физически согласуется с известными данными, что свидетельствует о достоверности результатов проведенных экспериментов.

4.2 Измерения удельной электропроводности листовых металлов

Не повторяя известные и неоспоримые достоинства бесконтактного способа измерения удельной электропроводности металлов, основанного на идее о взаимодействии «встречных» магнитных полей двух соленоидов, названного ранее «методом встречных полей», для ясности дальнейшего изложения следует отметить исключительно принципиальную сущность предлагаемого способа.

На два листовых образца, проводимость одного из которых неизвестна и подлежит определению, с внешних сторон действуют «встречные» магнитные поля. Термин «встречные» означает включение источников магнитного поля, при котором вектора напряжённости направлены противоположно, а их амплитуды таковы, что в пространстве между образцами магнитный поток обращается в нуль [131, 132]. Априори очевидно, что реализация описанного состояния системы из двух источников и двух листовых металлов требует определённого соотношения между амплитудно-временными параметрами генерируемых полей. Причём данное соотношение должно включать электрофизические характеристики как источников-соленоидов, так и собственно листовых металлов. Если неизвестным является лишь удельная электропроводность одного из них, то её определение возможно именно из вышеуказанного соотношения.

Опуская комментарии теоретических исследований, подчеркнём, что работоспособность предлагаемого способа зависит от многих факторов. Обязательным среди них является низкочастотный временной режим возбуждаемых полей, что означает их интенсивное проникновение сквозь элементную базу системы «источники поля – листовые металлы».

Среди задач экспериментальных исследований настоящего предложения по измерению удельной электропроводности, необходимо выделить основное:

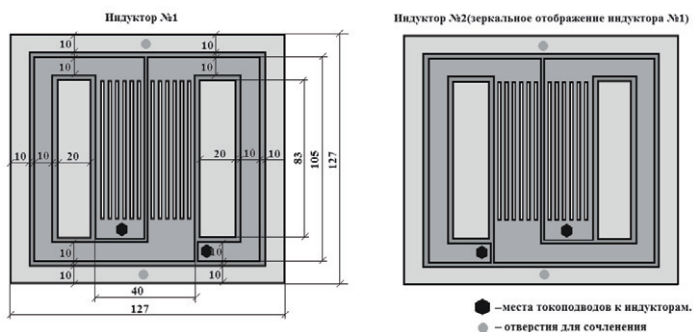
- выбор конструктивного исполнения источников магнитного поля (индукторов) для возбуждения плоских магнитных полей, обеспечивающих максимум приближения к идеализации плоских электромагнитных волн;
- экспериментальная апробация выбранной конструкции бесконтактного измерителя удельной электропроводности и определение уровня достоверности рабочих соотношений для определения неизвестной электропроводности, учитывающих взаимное влияние проводящих конструктивных элементов в реальной измерительной системе;
- собственно измерения удельной электропроводности реальных металлических покрытий современных автомобилей.

4.2.1 Описание экспериментального комплекса

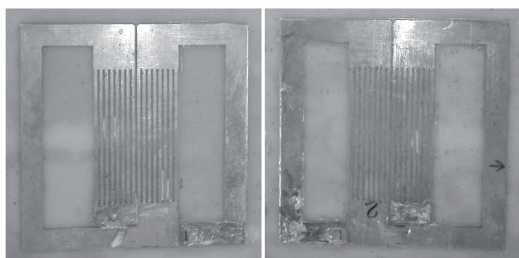
Экспериментальное оборудование было представлено следующими составляющими: а) индукторная система из двух источников магнитного поля и двух листовых металлов (толщина и удельная электропроводность одного из них известны, а удельная электропроводность второго с известной толщиной подлежит определению); б) блок элементов, включающий схему подачи питания от источника мощности к индукторам, проволочные реостаты для регулировки тока и измерительные шунты; в) источник мощности; г) система для измерения напряжённости магнитного поля в рабочих зонах системы.

Говоря о конструктивном исполнении источников магнитного поля – генераторов плоских электромагнитных волн для определения проводимости

листовых металлов, в первую очередь следует обратиться к плоским индукторам прямоугольной геометрии.



а)



б)

Рисунок 4.12 – Индукторная система: а) рабочий эскиз; б) реальное исполнение

Наиболее привлекательной представляется конструкция, предложенная авторами научного издания [132]. Её эскизный вариант и реальное исполнение (листовой гетинакс с медным покрытием $\sim 50\text{мкм}$, вытравленным в соответствии с требуемым рисунком токопроводов) в виде системы с источниками поля – индукторами, обмотки которых представлены тонкостенными экранами, представлены на рис. 4.12.

Блок схемных элементов предназначен для преобразования сигнала от источника мощности и подачи его через последовательно соединённые

проволочные реостаты и шунты для измерения токов на входные клеммы индукторной системы.

Источником мощности для питания системы служил низковольтный генератор импульсов тока широкого частотного диапазона для физического моделирования, разработанный в лаборатории электромагнитных технологий Харьковского национального автомобильно-дорожного университета и описанный в работе [148].

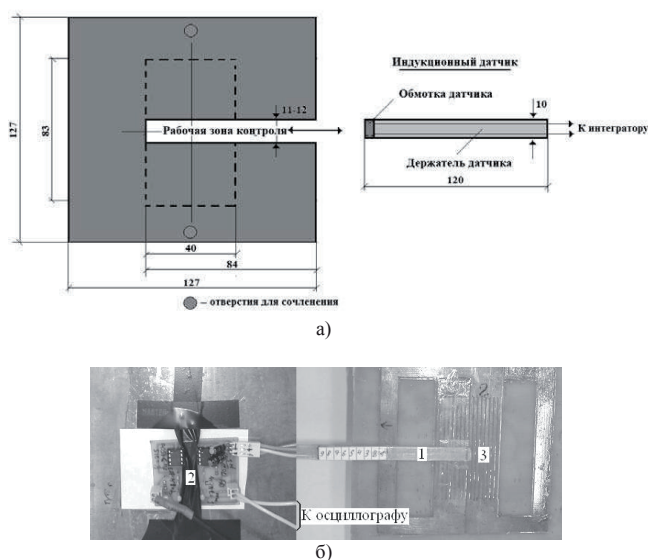


Рисунок 4.13 – Система измерения напряжённости магнитного поля в рабочей зоне:
а) рабочий эскиз; б) реальное исполнение: 1 – индукционный датчик, 2 – блок «интегратор-усилитель», 3 – рабочая зона измерений

Система для измерения напряжённости касательной компоненты напряжённости магнитного поля состояла из датчика индукционного типа [146] и основы, позволяющей чётко фиксировать его положение (тонкий лист из диэлектрика с прямоугольным вырезом – рабочей зоной измерений). Сигнал с обмотки датчика (число витков ~ 100 , поперечное сечение $\sim 10 \times 1$ мм, ширина

обмотки $\sim 1,5\text{мм}$) подавался на вход усилителя, с выхода которого он поступал на клеммы цифрового осциллографа (рисунок 4.13).

Экспериментальный комплекс в сборе (система для бесконтактного измерения удельной электропроводности листовых металлов) представлен на рисунке 4.14.

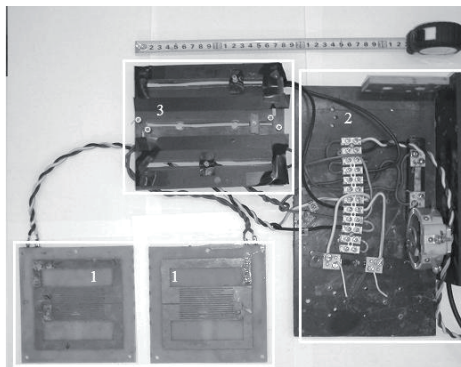


Рисунок 4.14 – Экспериментальный комплекс в сборе: 1 – индукторная система, 2 – блок схемных элементов, 3 – малоиндуктивные проволочные реостаты

Работа комплекса.

Работа экспериментального комплекса для измерения удельной электропроводности листовых металлов иллюстрируется схемой на рисунке 4.15.

Между индукторами отдельными слоями, разделёнными диэлектрическими прокладками укладываются листовые металлы: лист №1 и лист №2. Один из них – лист №1 с толщиной – d_1 с известной удельной электропроводностью – γ_1 , второй – это лист металла №2 с известной толщиной – d_2 (измеряется предварительно), но неизвестной удельной электропроводностью – $\gamma_2=?$.

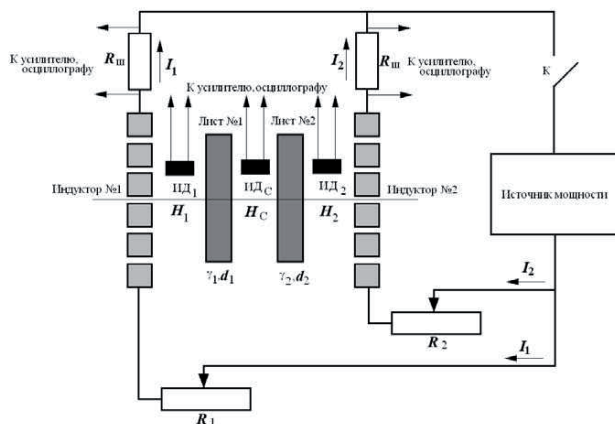


Рисунок 4.15 – Схема экспериментального комплекса для бесконтактного измерения удельной электропроводности листовых металлов, элементы схемы: источник мощности, индукторы №1,2, переменные проволочные резисторы – $R_{1,2}$, измерительные шунты – $R_{ш}$, индукционные датчики – ИД_{1,2} с интеграторами, листовые металлы – лист №1,2, измеряемые величины: касательные компоненты напряжённости магнитного поля – $H_{1,2,C}$, токи в обмотках индукторов – $I_{1,2}$

При включении питания от источника мощности в цепи индукторов №1,2 протекают экспоненциально затухающие токи – $I_{1,2}$ (частота – $f \approx 2$ кГц), соответственно. В рабочих зонах системы («обмотка индуктора №1 – лист №1», «лист №1 – лист №2», «лист №2 – обмотка индуктора №2») возбуждаются магнитные поля с касательными компонентами напряжённости – $H_{1,2,C}$, соответственно. Последние измеряются с помощью индукционных датчиков, сигналы которых, проинтегрированные с помощью аналогового преобразователя (RC –цепочка), поступают на вход усилителя, выход которого подключён к цифровому осциллографу. Токи в цепях индукторов определялись с помощью измерительных шунтов – $R_{ш} = 5 \cdot 10^{-3}$ Ом.

Варьируя величины сопротивлений переменных малоиндуктивных проволочных резисторов – $R_{1,2}$, добиваются минимально возможной напряжённости поля между листовыми металлами, $H_C \rightarrow 0$. Сигналы с индукционных датчиков – ИД_{1,2}, а также шунтов – $R_{ш}$, осциллографируются. По результатам измерений определяется неизвестная удельная электропроводность листового металла №2, $\gamma_2 = ?$

4.2.2 Апробация метода измерения удельной электропроводности

Проведенные исследования включали несколько экспериментов.

Определение достоверности предложенного способа измерения.

Эксперимент №1. Между индукторами помещались два одинаковых медных листа толщиной ~ 50 мкм. Обмотки индукторов соединялись последовательно, что, автоматически, должно было позволить получить нулевое поле во внутренней полости между листовыми металлами.

Типичные осциллограммы, иллюстрирующие функциональную зависимость от времени напряжённости – H_C и токов – $I_1 = I_2$, приведены на рисунке 4.16.

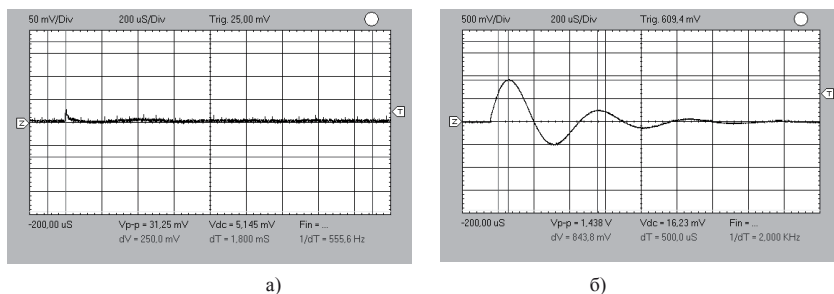


Рисунок 4.16 – Осциллограммы сигналов, характеризующих электромагнитные процессы, при последовательном соединении обмоток индукторов: а) касательная компонента напряжённости магнитного поля между листовыми металлами – H_C ; б) временная развёртка токов в цепях индукторов

С учётом величины сопротивления измерительного шунта максимум тока составляет $I_m \approx 168 \text{ А}$, максимум напряжённости – $H_{Cm} \approx 24 \text{ А/м}$. Последняя величина фиксирует отличие амплитуды поля от идеального нуля (но обеспеченная равными токами!), обусловленное асимметрией реальной системы относительно плоскости, проходящей через её центр. Отмеченное обстоятельство является первой объективной причиной погрешности в измерении удельной электропроводности листового металла.

Эксперимент №2. Между индукторами помещались два одинаковых медных листа толщиной $\sim 50 \text{ мкм}$. Обмотки индукторов соединялись параллельно. Минимум амплитуды поля во внутренней полости между листовыми металлами устанавливался вариацией токов в обмотках индукторов.

Типичные осциллограммы, иллюстрирующие функциональную зависимость от времени напряжённости – H_C и токов – $I_{1,2}$, приведены на рисунке 4.17.

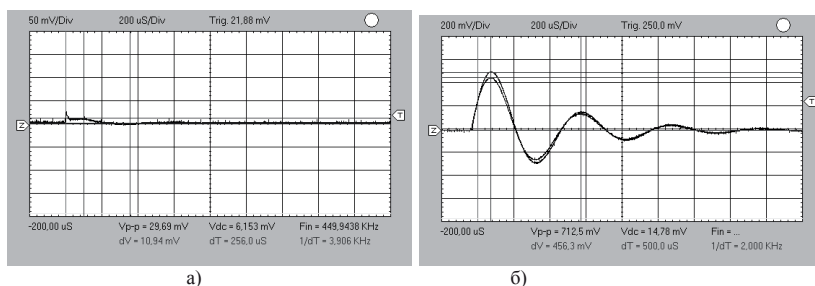


Рисунок 4.17 – Осциллограммы сигналов, характеризующих электромагнитные процессы, при параллельном соединении обмоток индукторов:

а) касательная компонента напряжённости магнитного поля между листовыми металлами – H_C ; б) временная развёртка токов I_1 (верхняя осциллограмма) и I_2 (нижняя осциллограмма) в цепях индукторов

Как следует из осциллограмм, минимально возможная амплитуда напряжённости в центральной полости – $H_{Cm} \approx 32 \text{ А/м}$ обеспечивается не

равными токами в обмотках индукторов. Их отношение составляет $\frac{I_{1m}}{I_{2m}} \approx 1,09$.

Последняя величина определяет в цифрах возможную объективную погрешность проводимых измерений (до 10%), обусловленную способом выхода на режим, в котором устанавливается минимальное значение напряжённости возбуждаемого магнитного поля между листовыми металлами.

Эксперимент №3. Исследуемый вариант системы для бесконтактного измерения удельной электропроводности листовых металлов, как было отмечено в описании конструктивного варианта её исполнения, представляет собой систему с источниками поля – индукторами, обмотки которых представлены тонкостенными экранами из медной фольги с $d_i = 50$ мкм и $\gamma_i = 5,61 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м) [146] (рисунке 4.12).

Ключевые соотношения, связывающие возбуждающие токи – $I_{1,2}$ и касательные компоненты напряжённости магнитного поля в зонах между листовыми металлами и обмотками собственно индукторов – $H_{1,2}$ при нулевом значении – $H_C \approx 0$ и достаточно низких частотах электромагнитных процессов, имеют вид:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\gamma_1 d_1 + \gamma_i d_i}{\gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i}, \quad (4.1)$$

$$\frac{H_2}{H_1} \approx \frac{\gamma_2 \cdot d_2}{\gamma_1 \cdot d_1}. \quad (4.2)$$

Степень адекватности этих соотношений реальным исследуемой системы должна определять уровень достоверности измерения удельной электропроводности листовых металлов.

В качестве образцов были взяты листовые образцы медной фольги различной толщины – 50мкм, 100мкм, 150мкм с удельной электропроводностью – $\gamma_{cu} = 5,61 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м) и алюминиевой фольги

толщиной – 40мкм с удельной электропроводностью – $\gamma_{Al} = 3,75 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$ [147].

Первые три эксперимента были проведены исключительно для медных образцов при различном сочетании их толщин:

1) лист №1 ($d_1 = 50 \text{ мкм}$, $\gamma_1 = \gamma_{cu} = 5,61 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$) ÷ лист №2 ($d_2 = 100 \text{ мкм}$, $\gamma_2 = \gamma_{cu} = 5,61 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$);

2) лист №1 ($d_1 = 50 \text{ мкм}$, $\gamma_1 = \gamma_{cu} = 5,61 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$) ÷ лист №2 ($d_2 = 150 \text{ мкм}$, $\gamma_2 = \gamma_{cu} = 5,61 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$);

3) лист №1 ($d_1 = 100 \text{ мкм}$, $\gamma_1 = \gamma_{cu} = 5,61 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$) ÷ лист №2 ($d_2 = 150 \text{ мкм}$, $\gamma_2 = \gamma_{cu} = 5,61 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$).

В правой части зависимостей (4.1) и (4.2) присутствуют отношения токов в индукторах и напряжённостей в зонах между их поверхностями и листовыми металлами. Данные отношения могут вычисляться по первым временным максимумам из соответствующих осциллограмм. Это наиболее простой подход. Более сложные вычисления могут использовать усреднённые во времени (как средние значения непрерывных функций [136, 137] на некотором интервале) значения тех же токов и напряжённостей. Последний подход должен обладать большей точностью, поскольку нивелируется «временной сдвиг» между возбуждающими токами при их регулировке для выхода на режим с нулевым полем в центральной полости между листовыми металлами.

Следует подчеркнуть, что в экспериментах с образцами из медной фольги (проводящие элементы индукторов – также медная фольга!) исключается влияние проводимостей металлов, значения которых могут и отличаться от справочных величин, на оценки, полученные с помощью выражений (4.1) и (4.2). Различные соотношения токов и напряжённостей в этом случае будут определяться только толщинами экспериментальных образцов. Этот факт, очевидно, свидетельствует в пользу достоверности формул и предлагаемого способа определения удельной электропроводности листовых металлов.

Результаты проведенных измерения и оценок по формулам (4.1) и (4.2) представлены в таблице 4.3.

Таблица 4.3 – Результаты расчетных и экспериментальных данных

№ п/п	Расчет и эксперимент Условия эксперимента	Отношения токов			Отношения напряженностей		
		Расчет	Усред. величин	Макс-в	Расчет	Усред. величин	Макс-в
1	Медные листы: $d_1 = 50 \text{ мкм}$ $d_2 = 100 \text{ мкм}$	0,66	0,68	0,82	0,5	0,51	0,78
2	Медные листы: $d_1 = 50 \text{ мкм}$ $d_2 = 150 \text{ мкм}$	0,5	0,43	0,48	0,33	0,32	0,31
3	Медные листы: $d_1 = 100 \text{ мкм}$ $d_2 = 150 \text{ мкм}$	1,33	1,12	1,07	1,5	1,52	1,15
4	Алюминиевые листы: $d_1 = 40 \text{ мкм}$ $d_2 = 80 \text{ мкм}$	0,75	0,88	0,81	0,5	0,46	0,88

В дальнейшем при определении неизвестной удельной электропроводности использовать отношение временных максимумов токов в индукторах системы представляется более целесообразным по сравнению с отношением максимумов напряжённости магнитного поля.

И вот почему.

Во-первых, сигнал, снимаемый непосредственно с активного сопротивления – измерительного шунта, прямо пропорционален току. Это обстоятельство означает существенное упрощение измерительного комплекса в целом, так как отсутствует необходимость в дополнительных устройствах типа интеграторов в случае индукционных датчиков.

Во-вторых, как показывают оценки, среднее отклонение расчёта от экспериментальных оценок, выполненного по первым временным максимумам

токов, составляет $\sim 17,2\%$. Среднее отклонение расчёта от экспериментальных оценок, выполненного по усреднённым токам во времени, составляет $\sim 9,75\%$. Данный уровень достоверности измерений, как свидетельствует практика, является вполне приемлемым для задач магнитно-импульсной обработки металлов [18].

Основные результаты проведенных экспериментов можно обобщить следующими положениями.

1. Исследования способа бесконтактного определения удельной электропроводности листовых металлов, основанного на идее о взаимодействии «встречных» магнитных полей двух соленоидов, продемонстрировали его достоверность (полное название – «метод встречных магнитных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов»).

2. Практическая реализация способа в виде комплекса, включающего индукторы с достаточно тонкостенными токопроводами, источник мощности гармонических экспоненциально затухающих сигналов и систему ручной регулировки токов в индукторах с помощью переменных проволочных (практически безиндуктивных) резисторов, позволяет проводить измерения с точностью $\sim 10 \div 20\%$, что практически приемлемо для решения задач магнитно-импульсной обработки металлов.

3. Увеличение точности измерения с помощью исследованного комплекса для определения удельной электропроводности листовых металлов возможно при использовании двух независимых источников питания с прецизионной регулировкой токов в индукторах – источниках магнитного поля.

4.2.3 Измерения удельной электропроводности реальных металлических покрытий современных автомобилей

При проведении настоящих экспериментов в качестве реперного листового образца была использована медная фольга толщиной – $d_1 = 50 \text{ мкм}$ с удельной электропроводностью – $\gamma_1 = \gamma_{\text{Cu}} = 5,61 \cdot 10^7 \text{ 1/(Ом} \cdot \text{м)}$ [12].

Листовые образцы металлических покрытий автомобилей с удельной электропроводностью – $\gamma_2 = ?$, подлежащей определению: а/м «Ford» (марка ВН-240, толщина – $d_2 = 0,75 \text{ мм}$), а/м «Mitsubishi» (толщина – $d_2 = 1,0 \text{ мм}$), а/м «Subaru» (толщина – $d_2 = 0,8 \text{ мм}$), нержавеющая сталь 08Х17Т (толщина – $d_2 = 0,8 \text{ мм}$).

Эксперименты проводились в стандартной вышеописанной последовательности. Ручной регулировкой токов в индукторах – источниках магнитного поля с помощью малоиндуктивных проволочных реостатах добивались минимально возможного значения касательной компоненты напряжённости магнитного поля во внутренней полости между листовыми металлами. Затем амплитудные значения токов фиксировались.

Необходимые данные подставлялись в соответствующую формулу для удельной электропроводности, полученную с помощью соотношения (4.1)

$$\gamma_2 = \left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2} \right) \cdot \left(\frac{I_{2m}}{I_{1m}} \cdot \left(1 + \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right) - \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right). \quad (4.3)$$

Полученные результаты сведены в таблицу 4.4.

Таблица 4.4

Листовой металл	а/м «Ford», ВН-240	а/м «Mitsubishi»	а/м «Subaru»	а/м «Reno»	а/м «Citroen»	Нержавеющая сталь, 08Х17Т
Уд. электропроводность, 1/ Ом·м	$1.56 \cdot 10^7$	$1.72 \cdot 10^7$	$1.0 \cdot 10^7$	$1.26 \cdot 10^7$	$1.07 \cdot 10^7$	$0.32 \cdot 10^7$

Основным результатом выполненных исследований является практическая отработка методики бесконтактного определения удельной электропроводности листовых металлов для задач магнитно-импульсной обработки металлов.

4.3 Применение полученных результатов при численной оценке силовых усилий инструмента магнитно-импульсной рихтовки

Численные оценки проводились на примере инструмента магнитно-импульсной рихтовки на основе индукционной индукторной системы с одновитковым соленоидом в полости массивного экрана [149,150].

Так как обрабатываемая заготовка является тонкостенным листовым металлом не только с геометрической точки зрения, но и с электродинамической, то необходимо выполнение условия $\omega \cdot \tau \ll 1$, где ω – круговая частота возбуждающего сигнала, $\tau = \mu_r \cdot \mu_0 \cdot \gamma \cdot d^2$ – характерное время диффузии поля в магнитный проводящий слой с удельной электропроводностью γ и относительной магнитной проницаемостью μ_r .

Низкочастотный режим для действующих полей системы (т.е. $\omega \cdot \tau \ll 1$) выполняется за счет измерения удельной электропроводности заготовки. А именно, если

– толщина заготовки $d=0,001$ м, $\mu_r=2,5$ и $\gamma \in [0,4 \cdot 10^7; 1,72 \cdot 10^7]$ 1/(Ом·м), то условие тонкостенности сохраняется для рабочей частоты тока в индукторе $f \in [1014; 236]$ Гц, соответственно;

– $d=0,00075$ м, $\mu_r=2,5$ и $\gamma \in [0,4 \cdot 10^7; 1,72 \cdot 10^7]$ 1/(Ом·м), то $f \in [1803; 420]$ Гц, соответственно.

При низких частотах пространственные распределения токов, возбуждаемых в металле экрана и листовой заготовки, выходят далеко за

пределы ширины витка индуктора, за счет этого растёт эффективность силовых процессов в системе[150].

Для того чтобы показать связь измерений относительной магнитной проницаемости заготовки и возбуждаемых усилий, возникающих в данной индукционной индукторной системе, представлена численная оценка с начальными условиями, которые соответствуют реальным экспериментальным условиям. Ёмкость накопителя $C = 1000$ мкФ, рабочая частота $f = 1$ кГц, относительный декремент затухания $\delta_0 = 0,2$, (амплитуда тока в индукторе 19,61 кА при запасаемой энергии емкостного накопителя $W = 12,5$ кДж).

Источник поля – плоский одновитковый цилиндрический соленоид с $R_1 = 0,035$ м, $R_2 = 0,038$ м. Заготовка – плоский ферромагнитный металлический лист толщиной $d = 0,001$ м. Расстояние между рабочими поверхностями экрана и заготовки $h = 0,002$ м.

Силы притяжения в рассматриваемой индукционной индукторной системе – это сила притяжения листовой заготовки, обусловленная действием вспомогательного экрана (взаимное притяжение проводников с одинаково направленными индуцированными токами – закон Ампера), и сила притяжения, обусловленная магнитными свойствами металла собственно заготовки. Эти силы рассчитаны в соответствии с формулами полученными в работе [149,150] и приведены на рисунке 4.18 и рисунке 4.19.

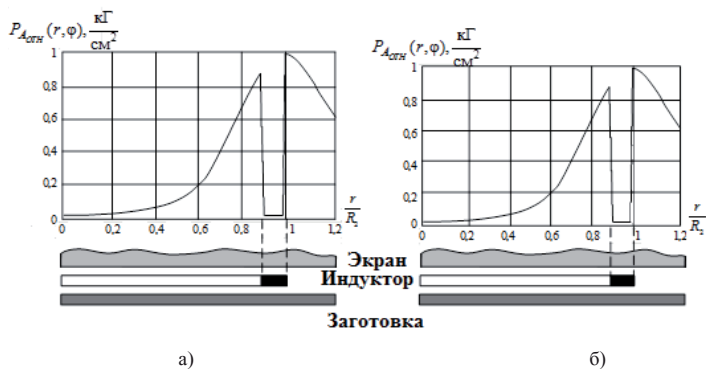


Рисунок 4.18 – Радиальное распределение силы притяжения Ампера в собственном временном максимуме, а) $\mu_r = 1,0$, б) $\mu_r = 2,5$

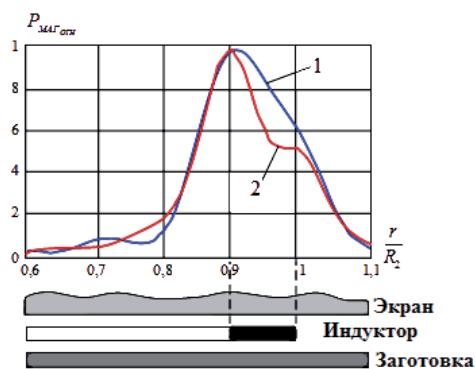


Рисунок 4.19 – Радиальная зависимость магнитной силы в металле заготовки в относительных единицах (нормировка производится на амплитудное значение); 1 –

$\mu_r = 1,5$, 2 – $\mu_r = 2,5$

Проведенные вычисления показали, что если

– $\mu \in [1,0;2,5]$, то радиальное распределение силы притяжения Ампера лежит в интервале $P_A \in [38;91,4] \frac{\text{кГ}}{\text{см}^2}$;

– $\mu \in [1,5;2,5]$, то магнитная сила в металле в рабочей зоне индуктора $P_{\text{маг огн}} \in [0,9;2,16] \frac{\text{кГ}}{\text{см}^2}$.

Анализ радиального распределения сил притяжения Ампера позволяет выделить на поверхности листовой заготовки область, где их действие будет наиболее эффективным.

Выводы по разделу 4

Настоящий раздел посвящён описанию и экспериментальному обоснованию дееспособности методов измерения магнитных характеристик и удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов.

Основные выводы исследований настоящего раздела обобщены в следующих положениях.

1. Реализована успешная экспериментальная апробация методики измерения магнитных характеристик ферромагнитных листовых заготовок при магнитно-импульсной обработке металлов.

2. Показано, что при магнитно-импульсном притяжении тонкостенных листовых ферромагнетиков величина относительной магнитной проницаемости обрабатываемых металлов отлична от единицы, что соответствует полному насыщению, и принимает значения в диапазоне $\mu_r \geq 1.3$.

3. Успешно апробирована методика измерения напряжённости магнитного поля в рабочей зоне индукторной системы в реальном режиме силового воздействия при магнитно-импульсной обработке металлов.

4. Полученная зависимость относительной магнитной проницаемости от величин напряжённости поля, характерных для реального магнитно-импульсного притяжения, физически согласуется с известными данными, что свидетельствует о достоверности результатов проведенных экспериментов.

5. Разработан и успешно апробирован экспериментальный комплекс для бесконтактного определения удельной электропроводности листовых металлов с индукторами – источниками магнитного поля в виде тонкостенных проводящих экранов.

6. Исследования предложенного способа - «метода встречных магнитных полей для измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов», продемонстрировали его достоверность и возможность проводить измерения с точностью $\sim 10 \div 20\%$, что практически приемлемо для решения задач магнитно-импульсной обработки металлов.

7. Увеличение точности измерений возможно при дальнейшем усовершенствовании предложенного и исследованного комплекса, предполагающем использование двух независимых источников питания с прецизионной регулировкой токов в индукторах – источниках магнитного поля.

8. Практически отработана методика бесконтактного определения удельной электропроводности листовых металлов для задач магнитно-импульсной обработки металлов.

9. Проведена оценка использования полученных результатов, на примере, инструмента магнитно-импульсной рихтовки на основе индукционной индукторной системы с одновитковым соленоидом в полости массивного экрана. Показано, что контролируя удельную электропроводность, контролируется электродинамическая тонкостенность металлов, а измерения магнитной проницаемости позволяет выделить на поверхности листовой заготовки область сил притяжения Ампера, где их действие будет наиболее эффективным.

ВЫВОДЫ

В данной монографии представлено решение научно-практической задачи усовершенствования методов измерений электромагнитных характеристик тонкостенных листовых металлов для использования в условиях магнитно-импульсной обработки.

1. По результатам проведенного анализа методов и средств измерений электромагнитных характеристик металлов определено, что целесообразным является использование усовершенствованных методов измерения этих параметров при использовании их в технике магнитно-импульсной обработки металлов, так как объектом исследования является тонкостенные листовые металлы.

2. Проведены теоретические исследования методов измерения удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов, основанных на взаимодействии «встречных» магнитных полей двух соленоидов. Разработаны модельные схемы измерения удельной электропроводности листовых проводников. Анализ электромагнитных процессов в различных физико-математических моделях для измерения электропроводности показал, что их действенность возможна исключительно в низкочастотном режиме возбуждаемых полей, когда имеет место их интенсивное проникновение сквозь листовые металлы. Получены рабочие аналитические соотношения для измерения удельной электропроводности. Обоснована практическая работоспособность конструктивного варианта реальной измерительной системы с выводом о независимости рабочих соотношений для определения электропроводности от магнитных свойств объекта исследований, т.е. позволяет измерять электрофизических характеристик проводников любой природы.

3. Разработан метод измерения магнитных характеристик тонкостенных листовых металлов в режиме силового притяжения заданных участков при воздействии импульсных полей. Получены рабочие соотношение для измерения магнитных характеристик, которые приведены к виду, позволяет

устанавливать как пространственно-временную зависимость проницаемости, так и давать интегральную информацию о значении их параметров в обрабатываемой заготовке.

4. Проведена экспериментальная апробация методов и средств по измерению электромагнитных характеристик тонкостенных листовых металлов:

- показано, дееспособность комплекса для бесконтактного измерения удельной электропроводности листовых металлов с индукторами - источниками магнитного поля в виде тонкостенных проводящих экранов. Доказана достоверность измерения удельной электропроводности предложенным способом с точностью $\sim 10 \div 20\%$, что практически приемлемо для решения задач магнитно-импульсной обработки металлов;

- проведены экспериментальные исследования, подтверждающие теоретические положения методики измерения магнитных характеристик тонкостенных листовых заготовок при магнитно-импульсной обработке металлов. Показано, что при магнитно-импульсном притяжении тонкостенных листовых ферромагнетиков величина относительной магнитной проницаемости обрабатываемых металлов отличается от единицы и принимает значения в диапазоне $\mu_r \geq 1,3$ (когда напряженность магнитного поля (тангенциальная составляющая) лежит в интервале $[0,2 \cdot 10^6 \text{ А/м}; 1,25 \cdot 10^6 \text{ А/м}]$). Успешно апробирована методика измерения напряженности магнитного поля в рабочей зоне индукторной системы в реальном режиме силового воздействия при магнитно-импульсной обработке металлов;

- экспериментально получена зависимость относительной магнитной проницаемости от величин напряженности поля, характерных для реального магнитно-импульсного притяжения, которая физически согласуется с известными данными, что свидетельствует о достоверности результатов проведенных экспериментов;

- проведена оценка использования полученных результатов, на примере инструмента магнитно-импульской рихтовки – индукционной индукторной

системы с одновитковым соленоидом в полости массивного экрана. Показано, что контролируя удельную электропроводность, контролируется электродинамическая тонкостенность металлов, а измерения магнитной проницаемости позволяет выделить на поверхности листовой заготовки область сил притяжения Ампера, где их действие будет наиболее эффективным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барбашова М. В. Бесконтактный способ измерения удельной электропроводности листовых металлов / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, М. В. Барбашова [и др.] // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2012. – № 1. – С. 58–61.

2. Барбашова М.В. Способ определения электрофизических параметров металлов, применяемых в автомобилестроении / М. В. Барбашова // Автомобильный транспорт – Харків: Харківський національний автомобільно-дорожній університет, 2012. – №31. – С. 153 – 158.

3. Барбашова М.В. Анализ электромагнитных процессов в системе для измерения удельной электропроводности листовых металлов с «тонкостенными» обмотками / Ю.В. Батыгин, М. В. Барбашова, Е. А. Чаплыгин // Вісник Національного технічного університету “Харківський політехнічний інститут”. – Харків: НТУ “ХПІ”, 2013. – №15(988). – С. 110 – 121.

4. Барбашова М.В. Измерение удельной электропроводности листовых металлов с использованием магнитно-импульсных технологий / М. В. Барбашова // Науковий Вісник Херсонської державної морської академії. – Херсон: ХДМА, 2013. – №1(8). – С. 140 – 149.

5. Барбашова М.В. Измерение удельной электропроводности листовых металлов системой с обмотками индукторов в виде тонкостенных металлов / Ю. В. Батыгин, М. В. Барбашова, Е. А. Чаплыгин // Вісник Національного технічного університету “Харківський політехнічний інститут”. – Харків: НТУ “ХПІ”, 2013. – №35(1008). – С. 70 – 82.

6. Барбашова М. В. Теория измерений магнитной проницаемости ферромагнетиков в магнитно-импульсной обработке металлов / Е. А. Чаплыгин, М. В. Барбашова // Вестник Белгородского государственного технологического университета им. В. Г. Шухова. – Белгород: БГТУ им. В. Г. Шухова, 2014. - № 2. - С. 180 – 183.

7. Барбашова М.В. Экспериментальная апробация систем для измерения магнитных проницаемостей листовых металлов / Е. А. Чаплыгин, М. В. Барбашова, О. С. Сабокарь // *Електротехніка і електромеханіка*. – Харків, 2014. – № 4. – С. 56–60.

8. Пат. 77282 України, В21 Д 26/14. Пристрій вимірювання питомої електропровідності листових металів за співвідношенням між напруженностями магнітного поля / Батигін Ю.В., Гнатов А.В., Чаплигін Є.О., Барбашова М.В., Сабокар О.С., заявник та патентовласник Харківський нац. автом.-дорожн. ун-т. – № u2012 08297; заявл. 06.07.2012; опубл. 11.02.2013, Бюл. № 3.

9. Барбашова М.В. Физические основы магнитно-импульсного притяжения тонкостенных листовых металлов – перспективы в развитии электромагнитной штамповки / Ю.В. Батыгин, А.В. Гнатов, Е.А. Чаплыгин, М.В. Барбашова // *Сборник материалов II Всеукраинской научно-технической конференции «Теоретические проблемы и прикладные аспекты современной технической физики»* (Николаев, 24-25 сентября, 2012 г.) – Николаев: 2012. – 40 с. – С. 5 – 9.

10. Барбашова М.В. Анализ способов бесконтактного измерения удельной электропроводности листовых металлов при магнитно-импульсной обработке (МИОМ) / М. В. Барбашова // *Сборник материалов V Международной научно-практической конференции «Современные информационные и инновационные технологии на транспорте MINTT-2013»* (Херсон, 28-30 мая 2013 г.) в двух томах. – Т.2. – Херсон: ХДМА, 2013. – 240 с. – С.90-93.

11. Барбашова М.В. Измерение магнитной проницаемости ферромагнетиков при силовом воздействии импульсных полей. Теоретическое обоснование метода / Е. А. Чаплыгин, М. В. Барбашова, О.С. Сабокарь // *Сборник материалов Международной научно-практической конференции «Актуальные направления фундаментальных и прикладных исследований»*, (Москва, 4–5 марта 2013 г.) – Москва: 2013. – Т. 1. – С. 117–119.

12. Барбашова М.В. Экспериментальная апробация бесконтактного метода контроля удельной электропроводности листового металла / А. В. Гнатов, М. В. Барбашова, О. С. Сабокаръ // Збірник матеріалів 5-тої Міжнародної науково-практичної конференції «Сучасні енергетичні установки на транспорті, технології та обладнання для їх обслуговування», (Херсон, 1-3 жовтня 2014).– Херсон : ХДМА, 2014.– 436 с. – С. 28 – 32.

13. Барбашова М.В. Анализ процессов в индукционной индукторной системе с идентичными листовыми немагнитными металлами / А. В. Гнатов, М. В. Барбашова, С. А. Шиндерук// Материалы X международной научно-практической конференции «Современные возможности науки - 2014», Технические науки, (Прага, 27 января - 5 февраля 2014 г.).– Прага, 2014. – С. 8 - 13.

14. Kapitza P. L. A method of Producing Strong Magnetic Fields / P. L. Kapitza // II Proc. of Royal Soc. Ser. A – 1924. – vol.105 – P.691.

15. Kapitza P. L. Further Developments of the Method of Obtaining Strong Magnetic Fields / P. L. Kapitza // II Proc. of Royal Soc. Ser. A. – 1927. – vol.115. – N.A.777 – P.658.

16. Баранов М. И. Петр Леонидович Капица – основоположник техники сильных импульсных магнитных полей / М. И. Баранов // Електротехніка і електромеханіка. – 2005. – № 3. – С. 5–8.

17. Международная конференция по мирному использованию атомной энергии, 2-я, Женева. 1958. Избранные доклады иностранных учёных. Т.6. Ядерное горючее и реакторные материалы, Атомиздат. – 1959.

18. Белый И. В. Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов / И. В. Белый, С. М. Фертик, Л. Т. Хименко. – Харьков: Вища школа, 1977. – 189 с.

19. Батыгин Ю. В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий / Ю. В. Батыгин, В. И. Лавинский, Л. Т. Хименко.– Т. 1.; под ред. проф. Ю.В. Батыгина. – [2-е изд.] – Харьков: МОСТ-Торнадо, 2003. – 288 с.

20. Пат. 1527593 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14 (7с 26/14). Vorrichtung zur

Verformung von zylindrischen Werkstücken aus Metall durch impulsartige Einwirkung eines Magnetfeldes / Deeg Th.; заявитель и патентообладатель Siemens AG, Berlin, München. – № P1527593.1-14 (s 92972) ; заявл. 03.09.64; опубл. 25.02.71.

21. Пат. 1552072 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14 (7с 26/14). Feldkonzentrator einer Vorrichtung zur Kompression metallischer Werkstücke mittels in einer Abreitsspule erzeugter Magnetfelder / Siemens AG, Berlin, München ; заявитель и патентообладатель H. Schenk. – № P1552072.6-14 (s 103124) ; заявл. 09.04.66; опубл. 18.02.71.

22. Пат. 2321531 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14, H 01 F5/00, H 01 F 7/20, (7с 26/14, 21G1/02, 21G2/01). Feldkonzentrator beim Umformen metallischer Werkstücke mittels impulsförmiger Magnetfelder / Siemens AG, Berlin, München ; заявитель и патентообладатель H. Schenk, E. Prölss. – № P2321531.8; заявл. 27.04.73; опубл. 14.11.74.

23. Пат. 1452889 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14 (7с 26/14). Vorrichtung zum elektrodynamischen Umformen fester metallischer Werkstücke / Dietz H., Lippmann H. I., Schenk H.; заявитель и патентообладатель Siemens AG, Berlin, München (ФРГ). – № P 1452889.3-14 (S 96837) ; заявл. 29.04.65; опубл. 25.09.69.

24. Пат. 1283187 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14 (7с 26/14). Vorrichtung zur Umformung zylindrischer Hohlkörper mit gepulsten Magnetfeldern / Siemens AG, Berlin, München; заявитель и патентообладатель K.G. Günther (США). – № P 1283187.7-14 (S 96486) ; заявл. 12.04.65 ; опубл. 15.10.70.

25. Пат. 1452668 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14 (7с 26/14). Verfahren zur Formung eines elektrisch leitenden Werkstücks und Vorrichtung zur Durchführung dieses Verfahrens / Brower D. F., Wildi P.; заявитель и патентообладатель Gulf General Atomic Incorp., San Diego, California (США). – № P 14525668.2-14 (G 45318); заявл. 30.11.65; опубл. 18.03.71.

26. Пат. 1452662 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14 (7с 26/14). Vorrichtung zur Erzeugung eines Magnetfeldes hoher Intensität für die Verformung von Werkstücken / Gulf General Atomic Incorp., San Diego, California (США); заявитель и

патентообладатель D.F. Brower. – № P 1452662.7-14 (G 43096) ; заявл. 16.03.65; опубл. 18.10.70.

27. Пат. 1464646 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14, Н 01 F (7с 26/14, 21 D 2/49, 21 G 1/02). Vorrichtung zur Formung von Werkstücken durch Anwendung magnetischer Impulse / Gulf General Atomic Incorp., San Diego, California (США); заявитель и патентообладатель F.D. Brolon, G.B. Hayward. – № P 1464646.9-14 (G 39271) ; заявл. 29.11.63; опубл. 19.05.71.

28. Пат. 1452658 ФРГ, МКИ В 21 D 26/14 (7с 26/14). Feldformendes Element einer Spulen-anordnung für ein elektromagnetisches Formgerät / Brower D. F., Hayward G. B.; заявитель и патентообладатель Gulf General Atomic Incorp., San Diego, California (США). – № P 1452658 (G 39347) ; заявл. 07.12.63; опубл. 06.04.70.

29. Фертик С. М. Магнитно-импульсная установка / С. М. Фертик, И. В. Белый, Л. Т. Хименко [и др.] // Информ листок №387. – X. : ХЦНТИ, 1974.

30. Магнитно-импульсная обработка материалов / А. Н. Бойченко, И. В. Белый, С. М. Фертик [и др.] // Вестник машиностроения. – 1974. – № 11. – С. 71–74.

31. Фертик С. М. Тепловые процессы в спиральных индукторных системах / С. М. Фертик, В. Ю Хворост // Вестник ХПИ. – 1974. – № 94. – Вып. 2. – С. 32–37.

32. Белый И. В. Технологические возможности магнитно-импульсного метода обработки металлов. Учебное пособие / И. В. Белый – Харків: Вища школа, 1977. - 189 с.

33. Конотоп В. В. Руководство по эксплуатации магнитно-импульсной установки МИУ-30 / В. В. Конотоп, Л. Т. Хименко. – Харьков, 1989. – 30 с.

34. Бойченко А. Н. Магнитноимпульсная обработка материалов / А. Н. Бойченко, И. В. Белый, С. М. Фертик [и др.] // Вестник машиностроения. – 1974. – №11. – С.71 – 74.

35. Фертик С. М. Малогабаритная установка МИУ – 0506/1 для обработки металлов давлением импульсного магнитного поля / С. М. Фертик, И. В. Белый,

Л. Т. Хименко и др. – Информ. листок №316. – Харьков: ХЦНТИ, 1975.

36. А. с. 544200 СССР, МКИ В 21 D 26/14. Установка для магнитно-импульсной обработки металлических заготовок / М. И. Баранов, И. В. Белый, Л. Т. Хименко (СССР). – №2156316 ; заявл. 15.07.75 ; опубл. 28.09.76.

37. Исакова А. В. Экспериментальная установка для исследования электрической дуги в разрядных промежутках / А. В. Исакова, А. И. Кирменко, А. В. Ляхов, Э.А. Шелехов. – Вестник ХПИ. – 1976. – № 121. – Вып.3. – С.63–66.

38. Фертик С. М. Высоковольтная магнитно-импульсная установка для возбуждения сейсмических колебаний / С. М. Фертик, В. В. Конотоп, Л. Д. Рейхер, А. Г. Гурин // Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция. – Москва: Энергия, 1970. – С. 62–67.

39. А. с. 468674 СССР, МКИ В 21 D 26/14. Установка для магнитной обработки металлов импульсным магнитным полем / И. В. Белый, В. В. Конотоп, Л. Б. Леонтьев, С. М. Фертик (СССР). – №868856/25-27; заявл. 04.12.63. ; опубл. в Б.И., 1975, № 16.

40. Туренко А. Н. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 3. Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями: монография / А. Н. Туренко, Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов. – Харьков: ХНАДУ, 2009. – 240 с.

41. Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field : proceedings of the 1-st International Conference [«High Speed Metal Forming»], (Dortmund, March 31/April 1, 2004) / Yu. V. Batygin, V. I. Lavinsky, L. T. Khimenko. – Dortmund, Germany. 2004. – P. 157–160.

42. Resources on Electromagnetic and High Velocity Forming Research Group of Glenn S. Daehn [Электронный ресурс] – 2013. – Режим доступа: <http://www.matsceng.ohio-state.edu/~daehn/hyperplasticity.html>.

43. Glenn S. Daehn Professor [Электронный ресурс] – 2013. – Режим доступа: <http://matsceng.ohio-state.edu/~daehn>.

44. Михайлов В. М. Импульсные электромагнитные поля / Михайлов В. М. – Харків: Вища школа, 1979. – 140 с.

45. Михайлов В. М. Импульсное проникновение магнитного поля внутрь экрана, расположенного вблизи проводящего тела / В. М. Михайлов, Э. И. Письменный // Известия АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1974. – № 6. – С. 84-89.

46. Михайлов В. М. Движение проводников в импульсном магнитном поле плоского индуктора / В. М. Михайлов // Известия АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1982. – № 2. – С. 130 – 138.

47. Баранов М. И. Экспериментально-аналитическое определение удельной энергии электротеплового разрушения медных проводников под воздействием больших импульсных токов / М. И. Баранов, Н. Н. Игнатенко, А. К. Колобовский // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2004. – №2. – С.70–73.

48. Баранов М. И. Аналитический расчет времени электрического взрыва проводников под воздействием больших импульсных токов высоковольтных электрофизических установок / М. И. Баранов // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2004. – №4. – С.95–99.

49. Баранов М. М. Аналитический расчет максимальной температуры нагрева массивного проводника импульсным током / М. М. Баранов, М. И. Баранов, М. А. Носенко // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2004. – № 3. – С. 87 – 97.

50. Баранов М. М. Аналитический расчет максимальной температуры нагрева тонкостенного проводника импульсным током / М. М. Баранов, М. И. Баранов // Вестник Национального технического университета «Харьковский политехнический институт». Сборник научных трудов. Тематический выпуск: Электроэнергетика и преобразовательная техника. – Харьков: НТУ «ХПИ». – 2004. – №35. – С. 131–136.

51. Баранов М. И. Приближенный расчет сверхсильных электрических и сильных магнитных полей в атоме вещества / М. И. Баранов // Електротехніка і

електромеханіка – Харків, 2006 – №6. – С. 60–65.

52. Батыгин Ю.В. Технические характеристики, области применения и инструмент магнитноимпульсных установок / Ю. В. Батыгин, А.Ю. Бондаренко, Л.Д. Горкин, В.В. Решетников, Л.Т. Хименко. - Деп. ЦНТИ "Поиск", ПТО, 1990, №1.

53. Батыгин Ю. В. Направление сил, действующих на листовой ферромагнетик, в зависимости от временных характеристик при МИОМ / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, С. А. Щиголева // Електротехніка і електромеханіка. – Харків: 2011. – № 3. – С. 56–61.

54. Батыгин Ю. В. Цилиндрический виток индуктора с разрезом как инструмент для магнитно-импульсной обработки металлов / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов // Электричество. – Москва, 2011. – № 12. – С. 53–59.

55. Батыгин Ю. В. Теория и эксперимент магнитно – импульсного притяжения/ отталкивания тонкостенных листовых ферромагнетиков / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов // Электричество. – Москва, 2012. – №4. – С. 58–65.

56. Сериков Г. С. Исследование электродинамических процессов в индукторных системах для магнитно-импульсной формовки листовых металлов: дисс. ... кандидата техн. наук : 05.09.13 /Сериков Георгий Сергеевич. – Харьков, 2009. – 162 с.

57. Чаплыгин Е. А. Разработка цилиндрических индукционных индукторных систем для магнитно-импульсного притяжения тонких металлических листов: дисс. ... кандидата техн. наук : 05.09.13 /Чаплыгин Евгений Александрович. – Харьков, 2009. – 169 с.

58. Батыгин Ю. В. Физические основы цилиндрических индукционных индукторных систем для магнитно – импульсной рихтовки автомобильных кузовов / Ю. В. Батыгин, Е. А. Чаплыгин – Варна, 2008. – 140 с.

59. Батыгин Ю. В. Электродинамические процессы в цилиндрической индукционной индукторной системе для магнитно-импульсного притяжения листовых заготовок / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко, Е. А. Чаплыгин //

Авіаційно-космічна техніка і технологія. – 2007. – № 11/47. – С. 109–117.

60. Батыгин Ю. В. Эксперименты с индукционными индукторными системами для магнитно-импульсного притяжения листовых металлов / Ю. В. Батыгин, Е. А. Чаплыгин, Т. Т. Черногор // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2008. – № 6. – С. 64–67.

61. Пат. 74909 Україна, МПК В 21 D 26/14. Спосіб магнітно – імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок / Батигін Ю. В., Лавінський В. І., Хавін В. Л.; заявитель и патентообладатель ХПИ. – № 2004010542 ; заявл. 26.01.04; опубл. 15.02.06, Бюл. № 2.

62. Батыгин Ю. В. Изменение направления силового воздействия на проводник при вариации частоты действующего магнитного поля / Ю. В. Батыгин, В. И. Лавинский, Л. Т. Хименко // Вестник науки и техники. – Харьков: ХНПУ. – 2004. – № 2–3 (17–18). – С. 18–22.

63. Батыгин Ю. В. Электродинамические процессы в цилиндрической индукционной индукторной системе для магнитно – импульсного притяжения листовых заготовок / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко, Е. А. Чаплыгин // Авіаційно – космічна техніка і технологія. – 2007. – №11/47. – С.109–117.

64. Магнитно-импульсные методы и системы для притяжения тонкостенных листовых металлов: труды международной научно-технической конференции [«Магнитно-импульсная обработка материалов. Пути совершенствования и развития МИОМ»], (Самара, 18 – 19 сентября 2007 г.) / Ю. В. Батыгин, В. И. Лавинский, А. В. Бажинов. – Самара: СГАУ, издательство учебной литературы. 2007. – 273 с.

65. Батыгин Ю. В. Электродинамические процессы в индукционной индукторной системе с прямоугольной формой рабочей зоны / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко, Г. С. Сериков // Авіаціоно – косміческа́я техніка і технологія. 2008, №2 (49), С. 45–50.

66. Батыгин Ю. В. Индукционная индукторная система с двойным витком / Ю. В. Батыгин, А. Ю. Бондаренко, Г. С. Сериков // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2009 – №1. – С. 59–61.

67. Батыгин Ю. В. Расчет усилий в индукционной индукторной системе прямоугольной геометрии с неферромагнитными массивным экраном и заготовкой / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, Г. С. Сериков // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2009. – №3. – С. 61–64.

68. Батыгин Ю.В. Аналитические модели в исследованиях силового воздействия проникающих электромагнитных полей на проводники и диэлектрики: дисс. ... доктора техн. наук: 05.09.13 / Батыгин Юрий Викторович. Харьков, 1991. – 305 с.

69. Батыгин Ю. В. Электрическое поле между плоскими параллельными проводниками, разделенными разнородными диэлектриками / Ю. В. Батыгин, С. А. Сапелкин // Электричество. – Москва, 1989. – №2. – С. 51–55.

70. Батыгин Ю. В. Механические усилия в твердых диэлектриках при воздействии быстроизменяющихся магнитных полей / Ю. В. Батыгин // Электричество. – Москва, 1989. – №8. – С. 84–86.

71. Баранов М. И. Прогрессивные импульсные технологии обработки материалов: история, физические основы и технические возможности / М. И. Баранов // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2009. – № 1. – С. 42 – 54.

72. Батыгин Ю. В. Особенности магнитно-импульсной обработки металлов в технологиях современности / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, А. А. Степанов [и др.] // Електротехніка і електромеханіка. – Харків: НТУ «ХПИ». – 2011. – №1. – С. 72–75.

73. Гнатов А. В. Дослідження принципів можливостей магнітно-імпульсних технологій для розділення металевих та діелектричних об'єктів. Заключний: науково-дослідна робота / [А. В. Гнатов, Ю. В. Батигін, Є. О. Чаплигін та ін.] – Харків: ХНАДУ, 06.2011. – № держреєстрації 0111U003524. – 90 с.

74. Гнатов А. В. Фізика електромагнітних технологій в автомобілебудуванні. Заключний: науково-дослідна робота / [А. В. Гнатов, Ю. В. Батигін, Є. О. Чаплигін та ін.] – Харків: ХНАДУ, 06.2011. – №

держреєстрації 0110U005847. – 76 с.

75. Эксперимент и теория магнитно-импульсного притяжения ферромагнитных листовых металлов: труды международной научно-технической конференции Т.2 [«Металлдеформ-2009. Металлофизика, механика материалов, наноструктур и процессов деформирования»], (Самара, 2009 г.) / Ю. В. Батыгин А. В. Гнатов, Г. С. Сериков. – СГАУ.– Самара: Издательство учебной литературы. 2009. – С. 71 – 78.

76. Электромеханические преобразователи энергии – устройства для магнитно-импульсной обработки тонкостенных листовых металлов : материалы науч.-техн. конф. [«Проблемы повышения эффективности электромеханических преобразователей в электроэнергетических системах»], (Севастополь, 21 – 25 сентября 2009.) / Ю. В. Батыгин А. В. Гнатов. – Севастополь: Изд-во СевНТУ. 2009. – С. 82 – 84.

77. Батыгин Ю. В. Физические основы создания систем для магнитно-импульсного притяжения тонкостенных листовых металлов / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, Г. С. Сериков [и др.] // Автомобильный транспорт. – Харьков: ХНАДУ. – 2009. – Вып. 25. – С. 181–185.

78. Гнатов А. В. Безконтактне магнітно-імпульсне рихтування автомобільних кузовів : матеріали міжнародної науково-технічної конференції [«Фундаментальні та прикладні проблеми сучасних технологій»], (Тернопіль, 19-21 травня 2010 р.) / А. В. Гнатов – Тернопіль: Вісник ТДТУ. 2010. – Т. 15.–№ 2. – С. 164 – 171.

79. Магнитно-импульсная рихтовка корпусных элементов образцов вооружения и военной техники: Шоста наукова конференція Харківського університету Повітряних Сил імені Івана Кожедуба „Новітні технології – для захисту повітряного простору”, (Харків 14 – 15 квітня 2010 р.): Тези доповідей. / Ю. В. Батигин, А. В. Гнатов. – Харків: ХУПС ім. Івана Кожедуба, 2010.– 320с. – С. 247.

80. Пат. 78243 України, В21 Д 26/14. Спосіб магнітно-імпульсного притягання металевих заготівок індукторною системою з двома прямокутними

витками та тонким екраном / Батигін Ю. В., Гнатов А. В., Чаплигін Є. О., Шиндерук С. О., Щіголева С. О., Сабокар О.С. ; заявник та патентовласник Харківський нац. автом.-дорожн. ун-т. – № у 2012 11043 заявл. 24.09.2012; опубл. 11.03.2013, Бюл. № 5.

81. Батыгин Ю. В. Индукторные системы для магнитно-импульсной раздачи труб прямоугольной формой поперечного сечения / Ю. В. Батыгин, С. Ф. Головащенко, А. В. Гнатов, Д. О. Смирнов // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2010. – № 1 – С. 33–35.

82. Батыгин Ю. В. Магнитное поле и давления, возбуждаемые четырьмя попарно компланарными соленоидами в полости прямоугольной трубы / Ю. В. Батыгин, С. Ф. Головащенко, А. В. Гнатов, Д. О. Смирнов // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2010. – № 2– С. 46–49.

83. Индукторная система из четырёх прямоугольных витков для магнитно-импульсной раздачи прямоугольных труб : матеріали Міжнародної науково-технічної конференції [«Науково-прикладні аспекти автомобільної галузі»], (Луцьк 17-20 травня 2010 р.) / А. В. Гнатов. – Луцьк: Наукові нотатки, В. 28, 2010. – С. 125 – 130.

84. Экспериментальные исследования электромагнитных процессов в индукторной системе с протяжённым одновитковым соленоидом прямоугольной формы для штамповки углов: Высокие технологии, исследования, промышленность. Т.2: сборник трудов девятой международной научно-практической конференции [«Исследование, разработка и применение высоких технологий в промышленности»], (Санкт-Петербург 22-23 апреля 2010 г.) / Под. ред. А. П. Кудинова / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, С. А. Драченко, Г. С. Сериков, Д. О. Смирнов, Е. А. Чаплыгин. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. Ун-та, 2010 – 311 с. – С. 117 –122.

85. Анализ электродинамических процессов в согласующем устройстве «дискового» типа : тези наукових праць VIII Українсько-Польської конференції молодих науковців [«Механіка та інформатика»], (Хмельницький, 2011 р.). / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, И. С. Трунова. – Хмельницький: Хмельницький

національний університет. 2011. – 214 с. – С. 19 – 21.

86. Батыгин Ю. В. Экспериментальные исследования магнитно-импульсного притяжения тонкостенных листовых металлов / Ю. В. Батыгин, С. Ф. Головащенко, А. В. Гнатов [и др.] // *Електротехніка і електромеханіка*. – Харків, 2010. – № 3. – С. 39– 41.

87. Батыгин Ю. В. Согласующее устройство "дискового" типа / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, И. С. Трунова // *Електротехніка і електромеханіка*. – Харків, 2012. – №2 – С. 69–73.

88. Батыгин Ю. В. Расчет электродинамических процессов в согласующем устройстве цилиндрического типа с двумя разомкнутыми вторичными витками / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, И. С. Трунова // *Вестник ХНАДУ*. – Харьков: ХНАДУ, 2012. – В. 56. – С. 30–36.

89. Применение прогрессивных магнитно-импульсных технологий в автопромышленности: Высокие технологии, образование, промышленность. Т.2: сборник статей одиннадцатой международной научно-практической конференции [«Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности»], (Санкт-Петербург, Россия 27-27 апреля 2011) / А.В. Гнатов, Е. А. Чаплыгин / под. Ред. А.П. Кудинова. – Санкт-Петербург: Изд-во Политехн. Ун-та, 2011 – 321 с. – С.122 – 124.

90. Прогрессивные магнитно-импульсные технологии на транспорте. Третя Міжнародна науково-практична конференція [«Сучасні інформаційні технології на транспорті» MINTT –2011]. У 2-х тт. Том 2. (Херсон, 23 – 25 травня 2011 р.) / А. В. Гнатов. – Херсон: Херсонський державний морський інститут, 2011. – 336с. – С. 232–239.

91. Магнитно-импульсное притяжение листовых металлов – перспективное направление в развитии электромагнитной штамповки: XI Міжнародна науково-технічна конференція [«Проблеми сучасної електротехніки – 2010»]. (Київ, 1-3 червня, 2010 р.) / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов. – Київ: Технічна електродинаміка, Тематичний випуск. 2010. –

Ч.1. – С.175 – 180.

92. Пат. 68745 України, В21 Д 26/14. Спосіб магнітно-імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок / Батигін Ю. В., Гнатов А. В., Чаплигін Є. О., Трунова І. С., Аргун Щ. В.; заявник та патентовласник Харківський нац. автом.-дорожн. ун-т. – № у 2011 11225 заявл. 21.09.2011; опубл. 10.04.2012, Бюл. № 7.

93. Пат. 69467 України, В21 Д 26/14. Спосіб магнітно-імпульсної обробки тонкостінних металевих заготовок з використанням узгоджувального пристрою / Батигін Ю. В., Гнатов А. В., Чаплигін Є. О., Трунова І. С., Аргун Щ. В., Смірнов Д. О., Щиголева С. А.; заявник та патентовласник Харківський нац. автом.-дорожн. ун-т. – № у 2011 13344 заявл. 14.11.2011; опубл. 25.04.2012, Бюл. № 8.

94. Матеріала сайта . – Режим доступу - www.beulentechnik.com

95. Пат. 7,124,617 В2 USA (США), В21J 15/24 В21D 5/00. Magnetic dent removal device, method and kit / Eric Richard Satterlee, Wayne Tanabe; заявитель и патентообладатель Eric Richard Satterlee, Wayne Tanabe, Hickory, Arlington Heights. – № 10/341,611 ; заявл. 14.01.2003; опубл. 24.10.2006.

96. Пат. 4,252,008 USA (США), В21D 26/14. Apparatus for removing dents from automobile bodies and the like / William L. Dibbens; заявитель и патентообладатель William L. Dibbens. – № 12/648 ; заявл. 16.02.1979; опубл. 24.02.1981.

97. Пат. 6,014,885 USA (США), В21D 1/06. Dent removal apparatus and method of operation / Gerald J. Griffaton; заявитель и патентообладатель Gerald J. Griffaton, Berwyn. – № 08/958,424 ; заявл. 27.10.1997; опубл. 18.01.2000.

98. Пат. 6,538,250 В1 USA (США), В21D 1/12. Apparatus and method for vacuum dent repair / Borchert Donald Paul; заявитель и патентообладатель Dent Defyer Inc. – № 09/707,562 ; заявл. 06.11.2000; опубл. 25.03.2003.

99. Батыгин Ю. В. Магнитно-импульсная обработка тонкостенных металлов, Т.2. / Ю. В. Батыгин, В. И. Лавинский. – Харьков: МОСТ-Торнадо, 2002. – 288 с.

100. Батыгин Ю. В. Экспериментальные исследования возможностей

магнитноимпульсного метода для деформирования тонких металлических пластин / Ю. В. Батыгин, Л. Д. Горкин, А. В. Легеза, В. В. Решетников, Л. Т. Хименко // Техническая электродинамика. – Киев, 1990. – № 5. – С. 15 – 19.

101. Экспериментальные исследования процессов деформирования тонкостенных проводников магнитно-импульсным методом: тезисы докладов Всесоюзного совещания [«Теоретические и технологические аспекты создания и применения силовых импульсных систем»], (Караганда, 1990 г.) / Батыгин Ю. В., Горкин Л. Д., Хименко Л. Т. – Караганда: «Импульс-90». – 1990. – С. 177 – 179.

102. Малиновский В. Н. Электрические измерения / Под ред. В. Н. Малиновского – Москва: Энергоатомиздат. – 1987.

103. Грин Г. И. Измерение параметров и испытание полупроводниковых приборов / Г. И. Грин – Москва: Высшая школа. – 1978 – 216 с.

104. Клюев В. В. Неразрушающий контроль и диагностика: Справочник / В. В. Клюев, Ф. Р. Соснин, В. Н. Филинов и др.; Под ред В. В. Клюева. – Москва: Машиностроение. – 1995. – 488 с.

105. Дорофеев А. Л. Индукционная структуроскопия. / А. Л. Дорофеев – Москва: Энергия, 1973. – 176 с.

106. Наумов Н. М. Резистометрический неразрушающий контроль деформируемых алюминиевых сплавов / Н. М. Наумов, П. Г. Микляев – Москва: Металлургия, 1974. – 199 с.

107. Бакунов А. С. Контроль механических свойств алюминиевых сплавов электромагнитным методом. / А. С. Бакунов, В. Ф. Мужижкий, Б. Е. Попов – Дефектоскопия. – 1995. – №2. – С. 61-67.

108. Бакунов А. С. Измеритель удельной электрической проводимости ВЭ-26Н. / А. С. Бакунов, В. А. Смолягин – Дефектоскопия. – 1991. – №3. – С. 81.

109. Пат. РФ №2194976, Бакунов А.С., Дронов А.Н., Курозаев В.П., Шубочкин С.Е., Устройство для измерения удельной электрической проводимости. опубл. в Б. И. № 35, 20.12.2002.

110. ГОСТ 27333-87 Контроль неразрушающий. Измерение удельной электрической проводимости цветных металлов вихрековым методом.

111. Матеріали сайту – 2013 – Режим доступу – <http://www.nio12.ru/stati/vixretokovyj-metod/strukturoskop-vixretokovyj-ve-26np/>

112. Матеріали сайту – 2013 – Режим доступу – <http://www.fischer-technology.com/en/us/home/>

113. Пат. 56801 України, В21 Д 26/14. Спосіб неруйнівного контролю електромагнітних параметрів циліндричних об'єктів / Себко В. П., Горкунов Б. М., Тюпа І. О.; заявник та патентовласник Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут». – № 2002097509; заявл. 17.09.2002; опубл. 15.03.2003, Бюл. № 5.

114. Себко В. П. Накладной электромагнитный преобразователь для контроля толщины и электропроводности / В. П. Себко, В. М. Беззапонная // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2005. – №3 – С. 86–90.

115. Поливанов К. М. Физические основы электротехники / К. М. Поливанов – Москва: Госэнергоиздат. – 1950. – 556 с.

116. Чечерников В. И. Магнитные измерения / В. И Чечерников.- Москва: МГУ. – 1969. – 385 с.

117. Чечурина Е. Н., Приборы для измерения магнитных величин. / Е. Н. Чечурина – Москва: Энергия. – 1969. – 168 с

118. Кифер И. И. Испытания ферромагнитных материалов. / И. И. Кифер - Москва: Энергия – 1969. – 360 с.

119. Dalta-Roy S.K. Indian J.Phys., 28, No. 4, 183,1954

120. Yousef Y. L., Mikhail H. J. Sci. Instr., 35 No. 10, 375, 1958

121. Пузей И. М. Температурная зависимость энергии магнитной анизотропии в никеле / - Изв. АН СССР. Сер. Физическая. – 1957. – Т. 21, № 8. – С. 1088.

122. Григоров К. В. Магнитный текстурометр. / К. В. Григоров // "Заводская лаборатория" – 1947. – Т. 13, № 9. – С. 1073.

123. Маслов Ю. Н. Магнитные измерения и приборы. / отв. ред. Ю.Н. Маслов и др.]. // Владимир. политехн. ин-т.– Владимир: Владимир. ПТИ – 1982. – 96 с.

124. Селезнев Ю. В. Методы и устройства магнитных и электрических измерений. / Ю. В. Селезнев. – Омск: ОмПИ. – 1987. – 71 с.

125. Пат. 2423717. G01R33/16, Способ определения магнитной проницаемости цилиндрических ферромагнитных проводников / Кандаев В. А. (RU), Авдеева К. В. (RU), Сырецкая А. О. (RU)(73) Патентообладатель(и): Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования Омский государственный университет путей сообщения .Список документов, цитированных в отчете о поиске: RU 2255346 C2, 27.06.2005. RU 2158424 C2, 27.10.2000. US 2003210040 A1, 13.11.2003.

126. FOERSTER – Магнетоскоп 1.069. Режим доступа - <http://www.elkos.com.ua/img/catalog/2305.pdf>.

127. Сайт Techno-NDT. Режим доступа - <http://t-ndt.ru/index.php?id=617>

128. Тер-Хачатуров А. А., Алиев Т. М. Измерительная техника. / А. А. Тер-Хачатуров, Т. М. Алиев – Москва: Высшая школа. – 1991. – 384 с.

129. Байда Л. И. Электрические измерения: Учебник для вузов / Л. И. Байда, Н. С. Добровольский, Е. М. Душин и др.; Под ред. А. В. Фремке и Е. М. Душина. – 5-е изд., перераб. и доп. – Ленинград: Энергия. – 1980. – 392 с.

130. Дашук П.Н. Техника больших импульсных токов и магнитных полей. / П. Н. Дашук, С. Л. Зайнец, В. С. Комельков, [и др.], Под ред. проф. Комелькова В.С.// – Москва: Атомиздат. – 1970. – 472 с.

131. Батыгин Ю. В. Магнитное поле в системе из двух соленоидов, разделенных тонкостенными проводниками. / Ю. В. Батыгин, И. И. Щетинская, Л. Т. Хименко // Техническая электродинамика. – Київ, 1990. - №4 – С. 3-8.

132. Батыгин Ю. В., Лавинский В. И., Хименко Л. Т., Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 1. Издание 2-е

переработанное и дополненное под общей ред. проф., д.т.н. Батыгина Ю.В. – Харьков: Изд. «МОСТ-Торнадо». – 2003. – 284с.

133. Батыгин Ю. В., Лавинский В. И. Магнитно-импульсная обработка тонкостенных металлов. Том 2. – Харьков: Изд. «МОСТ-Торнадо». – 2003. – 288с

134. Батыгин Ю. В., Лавинский В. И., Хименко Л. Т. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий (научная монография, издание 2-е переработанное и дополненное). Под общей ред. проф., д.т.н. Батыгина Ю.В. – Харьков: Изд. «МОСТ-Торнадо». – 2002.

135. Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. - Ленинград: Энергоиздат. – 1981. – 200 с.

136. Мэттьюс Дж. Математические методы физики / Дж.Мэттьюс, Р.Уокер – Москва: Атомиздат. – 1972. – 399 с.

137. Корн Г. Справочник по математике (для научных работников) / Г. Корн, Т. Корн. – Москва: Наука. – 1974. – 832 с.

138. Градштейн И.С., Рыжик И.М., Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – Москва: Гос. изд. физ.-мат. литературы. – 1963.

139. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц – Москва: «Наука». – 1982.

140. Туровский Я. Техническая электродинамика. – Москва: "Энергия". – 1974. – 488 с.

141. Батыгин Ю. В. Притяжение тонкостенных металлических листов магнитным полем одновиткового индуктора / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, С. А. Щиголева // Электричество. – Москва, 2011. – №4.

142. Батыгин Ю. В. Особенности возбуждения электромагнитных сил при магнитно-импульсной обработке листовых ферромагнетиков / Ю.В. Батыгин, А. В. Гнатов // Технічна електродинаміка. – Київ, 2012. – №1.

143. Батыгин Ю. В. Экспериментальные исследования магнитно-импульсного притяжения тонкостенных листовых металлов / Ю. В. Батыгин, С. Ф. Головащенко, А. В. Гнатов, Д. О. Смирнов // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2010. – №3.

144. Щиголева С. А. Анализ теоретических и экспериментальных результатов исследований электродинамических характеристик поля в индукторной системе с коническим отверстием. / С. А. Щиголева, М. В. Барбашова, // СевНТУ: зб.наук. пр. Вип.1342012. Серия: Машиноприладобудування та транспорт. – Севастополь: СевНТУ, 2012. – С. 212-216.

145. Батыгин Ю. В. Расчётные характеристики магнитно-импульсной установки для обработки металлов серий импульсов / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, В. В. Воробьёв [и др.] // Вісник НТУ "ХПІ". – Харків: НТУ «ХПІ», 2011. – № 12. – С. 86–95.

146. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. – Москва: «Мир». – 1972. – 392 с.

147. Круг К.А. Основы электротехники. Том первый и том второй. – Москва-Ленинград: Главная редакция энергетической литературы. – 1946. – 887с.

148. Бондаренко А. Ю. Низковольтный генератор импульсов тока широкого частотного диапазона для физического моделирования / А. Ю. Бондаренко, Г. С. Сериков, Е. А. Чаплыгин // Електротехніка і електромеханіка №6 - Харків, 2007. – С. 66-69.

149. Батыгин Ю. В. Расчет электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитными массивным экраном и листовой заготовкой / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2009. – № 4. – С. 56–59.

150. Батыгин Ю. В. Анализ электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитными массивным экраном и ферромагнитной листовой заготовкой / Ю. В. Батыгин, А. В. Гнатов, С. А. Щиголева [и др.] // Електротехніка і електромеханіка. – Харків, 2011. – № 5. – С. 61–65.

ПРИЛОЖЕНИЕ.
Патенты Украины по теме монографии





УКРАЇНА



ПАТЕНТ

НА КОРИСНУ МОДЕЛЬ
№ 82331

СПОСІБ ВИМІРЮВАННЯ ПИТОМОЇ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ
ЛИСТОВИХ МЕТАЛІВ "ПРОЗОРОЮ" ІНДУКТОРНОЮ
СИСТЕМОЮ

Видано відповідно до Закону України "Про охорону прав на винаходи
і корисні моделі".

Зареєстровано в Державному реєстрі патентів України на корисні
моделі 25.07.2013.

Голова Державної служби
інтелектуальної власності України

— М.В. Ковія



УКРАЇНА



ПАТЕНТ

НА КОРИСНУ МОДЕЛЬ
№ 85854

ПРИСТРІЙ ВИМІРЮВАННЯ ПИТОМОЇ
ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ ЛИСТОВИХ МЕТАЛІВ
"ПРОЗОРОЮ" ІНДУКТОРНОЮ СИСТЕМОЮ

Видано відповідно до Закону України "Про охорону прав на винаходи і корисні моделі".

Зареєстровано в Державному реєстрі патентів України на корисні моделі 10.12.2013.

Голова Державної служби
інтелектуальної власності України

М.В. Ковіня



Polig



СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	1
-----------------------	---

РАЗДЕЛ 1.

АКТУАЛЬНОСТЬ И ОБЗОР МЕТОДОВ И УСТРОЙСТВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ	5
---	---

1.1. Исторические аспекты магнитно-импульсной обработки металлов (МИОМ).....	5
1.2. Методы и устройства для измерения электромагнитных характеристик металлических образцов.....	10

РАЗДЕЛ 2.

«ВСТРЕЧНЫЕ» МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ТОНКОСТЕННЫХ МЕТАЛЛОВ. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА	27
---	----

2.1. Возбуждение магнитных полей индукторами с «идеальной» проводящими обмотками.....	32
2.2. Возбуждение системы индукторами с «абсолютно прозрачными» обмотками.....	41
2.3. Возбуждение системы индукторами с обмотками в виде тонкостенных экранов.....	63
2.4. Бесконтактный метод измерения удельной электропроводности в системе с круговыми одновитковыми индукторами.....	98

РАЗДЕЛ 3.	
ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ПРИ СИЛОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНЫХ ПОЛЕЙ. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА.....	119
3.1. Методика измерения магнитных характеристик.....	121
3.2. Вывод рабочих соотношений для измерения характеристик ферромагнетиков.....	123
РАЗДЕЛ 4.	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АПРОБАЦИЯ СИСТЕМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ И УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ЛИСТОВЫХ МЕТАЛЛОВ.....	135
4.1. Измерения магнитных проницаемостей.....	135
4.2. Измерения удельной электропроводности листовых металлов.....	147
4.3. Применение полученных результатов при численной оценке силовых усилий инструмента магнитно-импульсной рихтовки.....	160
ВЫВОДЫ.....	165
ЛИТЕРАТУРА	169
ПРИЛОЖЕНИЕ. Патенты Украины по теме монографии.....	189
СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ.....	197

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Барбашова Марина Викторовна – специализация прикладная физика, кандидат технических наук, старший преподаватель кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета.

В высшей школе работает 5 лет. Имеет опыт преподавания фундаментальных дисциплин.

Основное направление научной деятельности

– решение теоретических и практических задач прикладной электродинамики:

– взаимодействие сильных импульсных полей с проводниками и диэлектриками, разработка и создание способов измерения электромагнитных параметров металлов в условиях магнитно-импульсной обработки.

В настоящее время общее число опубликованных работ – 24.

Батыгин Юрий Викторович – электрофизик, доктор технических наук по специальности «Техника сильных электрических и магнитных полей», профессор кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета.

В высшей школе работает более 35 лет. Имеет большой опыт преподавания фундаментальных и прикладных дисциплин.

Основное направление научной деятельности – решение теоретических и практических задач прикладной электродинамики:

– динамика заряженных частиц в линейных ускорителях интенсивных электронных пучков наносекундного диапазона;

– взаимодействие сильных импульсных полей с проводниками и диэлектриками, разработка и создание современных электромагнитных технологий обработки материалов давлением;

– развитие новых направлений магнитно-импульсной обработки металлов:

а) бесконтактная магнитно-импульсная штамповка и вырубка тонкостенных металлов толщиной, значительно меньше величины скин-слоя;

б) бесконтактное магнитно-импульсное притяжение листовых металлов.

Общее число опубликованных научных работ – свыше 150.

Чаплыгин Евгений Александрович – электрик, кандидат технических наук, доцент кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета.

В высшей школе работает 7 лет. Имеет опыт преподавания прикладных электротехнических дисциплин.

Основное направление научной деятельности

– решение теоретических и практических задач прикладной электродинамики:

– взаимодействие сильных импульсных полей с проводниками и диэлектриками, разработка и создание современных электромагнитных технологий обработки материалов давлением.

В настоящее время общее число опубликованных работ более 35.

Люблю книги
ljubljuknigi.ru



yes
I want more books!

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн - в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов!
Мы используем экологически безопасную технологию "Печать-на-Заказ".

Покупайте Ваши книги на
www.ljubljuknigi.ru

Buy your books fast and straightforward online - at one of the world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.ljubljuknigi.ru

OmniScriptum Marketing DEU GmbH
Heinrich-Böcking-Str. 6-8
D - 66121 Saarbrücken
Telefax: +49 681 93 81 567-9

info@omniscryptum.com
www.omniscryptum.com

OMNIScriptum



