

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний технічний університет
«Харківський політехнічний інститут»

ВІСНИК

**НАЦІОНАЛЬНОГО ТЕХНІЧНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
«ХПІ»**

Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка

№ 34 (1007) 2013

Збірник наукових праць

Видання засноване у 1961 р.

Харків
НТУ «ХПІ», 2013

Вісник Національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ» – 2013. – № 34 (1007). – 200 с.

Державне видання

**Свідоцтво Держкомітету з інформаційної політики України
КВ № 5256 від 2 липня 2001 року**

Збірник виходить українською та російською мовами.

Вісник Національного технічного університету «ХПІ» внесено до «Переліку наукових Фахових видань України, в яких можуть публікуватися результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата наук», затвердженого постановою президії ВАК України від 26 травня 2010 р. №1 – 05/4. (Бюлетень ВАК України №6, 2010 р., стор. 3, №20).

Координаційна рада:

Л. Л. Товажнянський, д-р техн. наук, проф. (**голова**);

К. О. Горбунов, канд. техн. наук, доц. (**секретар**);

А. П. Марченко, д-р техн. наук, проф.; Є. І. Сокол, член-кор. НАН України, д-р техн. наук, проф.; Є. Є. Александров, д-р техн. наук, проф.; А. В. Бойко, д-р техн. наук, проф.; Ф. Ф. Гладкий, д-р техн. наук, проф.; М. Д. Годлевський, д-р техн. наук, проф.; А. І. Грабченко, д-р техн. наук, проф.; В. Г. Данько, д-р техн. наук, проф.; В. Д. Дмитриєнко, д-р техн. наук, проф.; І. Ф. Домнін, д-р техн. наук, проф.; В. В. Спіфанов, канд. техн. наук, проф.; Ю. І. Зайцев, канд. техн. наук, проф.; П. О. Качанов, д-р техн. наук, проф.; В. Б. Клепиков, д-р техн. наук, проф.; С. І. Кондрашов, д-р техн. наук, проф.; В. М. Кошельник, д-р техн. наук, проф.; В. І. Кравченко, д-р техн. наук, проф.; Г. В. Лісачук, д-р техн. наук, проф.; О. К. Морачковський, д-р техн. наук, проф.; В. І. Ніколаєнко, канд. іст. наук, проф.; П. Г. Перерва, д-р екон. наук, проф.; В. А. Пуляев, д-р техн. наук, проф.; М. І. Рищенко, д-р техн. наук, проф.; В. Б. Самородов, д-р техн. наук, проф.; Г. М. Сучков, д-р техн. наук, проф.; Ю. В. Тимофіїв, д-р техн. наук, проф.; М. А. Ткачук, д-р техн. наук, проф.

Редакційна колегія серії:

Відповідальний редактор: Г. М. Сучков, д-р техн. наук, проф.

Відповідальний секретар: Н. М. Юданова ст. викл.; К. Л. Ноздрачова, канд. техн. наук, доц;

Члени редколегії: Є. І. Сокол, член кор. НАН Укр, проф.; В. Б. Клепиков, д-р техн. наук, проф.; Б. В. Клименко, д-р техн. наук, проф.; В. В. Воїнов, канд. техн. наук, доц.; Б. М. Горкунов, канд. техн. наук, доц.; А. Г. Гурин, д-р техн. наук, проф.; І. В. Тюпа, канд. техн. наук, доц.

*У квітні 2013 р. Вісник Національного технічного університету «ХПІ», серія «Електроенергетика та перетворювальна техніка», включений у довідник періодичних видань бази даних **Ulrich's Periodicals Directory (New Jersey, USA)**.*

Рекомендовано до друку вченою радою НТУ «ХПІ»
Протокол № 5 від « 4» червня 2013 р.

А.Г. ЖУРИЛО, канд. техн. наук, доц., НТУ «ХПИ»

ВКЛАД ОТЕЧЕСТВЕННЫХ УЧЕНЫХ В СОЗДАНИЕ ПРОМЫШЛЕННОЙ МЕТАЛЛУРГИЧЕСКОЙ ЛАБОРАТОРИИ В ХАРЬКОВСКОМ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОМ ИНСТИТУТЕ ИМПЕРАТОРА АЛЕКСАНДРА III

В статье приводится история определения свойств металлов в Украине. Сделаны некоторые выводы относительно начала исследований параметров металла. В конце рассмотрены различные проблемы развития исследования свойств металлов и сплавов.

Ключевые слова: Харьковский технологический институт, металлургическая лаборатория, техническая выставка, легированные стали.

Конец XIX века в России был отмечен становлением, развитием и общим подъемом русской промышленности. Подготовка кадров инженеров-машиностроителей и научная деятельность, будучи зажаты в тиски бюрократического режима, значительно отставали от потребностей развивавшегося отечественного машиностроения. Уровень подготовки специалистов по горячей металлообработке в России в середине XIX в. был столь же низок, как и за рубежом, так как в учебных планах высших учебных заведений отсутствовали теоретические курсы. По данным на 1885 г., даже среди руководителей промышленных предприятий России из 22 322 чел. высшее и среднее техническое образование имели только 1608 (из них 535 иностранцев), или около 7%. Готовил же технологов на всю страну только один Петербургский практический технологический институт.

В открытой печати и до сих пор, спустя 125 лет после начала подготовки специалистов по горячей металлообработке, рудному и химическому анализу нет объективных данных по персоналиям ученых, составивший золотой фонд не только Харьковского технологического, но и отечественного образования.

В течение 80—90-х годов XIX в. на Юге России получила развитие мощная по тому времени промышленность, дававшая перед первой мировой войной 72,2% всей добываемой в России железной руды, 86,9% всего добываемого каменного угля, 73,7% всего выплавляемого чугуна, 99,4% выжига кокса, 77,6% всей вырабатываемой соды, 75% всего выпуска рельсов, 40% всего выпуска паровозов России и т. д. [1]. Естественно, развивающаяся промышленность требовала инженеров, которых хронически не хватало, и в 1885 году в Харькове был открыт Харьковский технологический институт императора Александра III.

История не терпит сослагательного наклонения, но при благоприятном развитии событий, возраст нашего университета мог бы быть на два – три года старше. Дело в том, что одна из тогдашних общественных организаций - Съезд горнопромышленников Юга России, проходивших в Харькове в 1876, 1878 –

1917 гг. приняла участие в организации нового вуза. В 1882 году одним из руководителей Съезда горнопромышленников Юга России был Аполлон Федорович Мевиус - выдающийся металлург, горный инженер, организатор металлургической промышленности в Донбассе и Керчи, автор многочисленных печатных работ, первый на Украине профессор металлургии чугуна и стали, великолепный педагог, один из образованнейших людей своего времени, лауреат Демидовской премии [2, 3].



Рис. 1 – Аполлон Федорович Мевиус (1820 – 1898 гг.)

С его именем связано решение Седьмого Съезда горнопромышленников Юга России (в 1882 г.) о присоединении к ходатайству Харьковского земства и городского управления **о необходимости скорейшего открытия Харьковского Технологического Института**. Уполномоченные Седьмого Съезда Н.С. Авдаков, П.Н. Горлов, А.В. Шеерман доложили Восьмому Съезду, что это ходатайство было представлено Министрам Народного Просвещения и Внутренних Дел и рассматривалось в особой комиссии при Министерстве Народного Просвещения, но что решения по этому вопросу еще не последовало, ввиду чего Восьмой Съезд (1883 г.) снова возбудил то же ходатайство непосредственно перед Министерством Народного Просвещения. Решение вопроса затянулось на два долгих года [3, с. 38].

И это происходило в монархической стране. Общественная организация напоминает Министерству о необходимости скорейшего открытия ВУЗа во

вновь открытом вузе было два отделения – химическое и механическое. В 1886 году на механическом отделении началось обучение по металлургии и была организована кафедра соответствующего профиля.

Оставаясь председателем Комиссии выборных представителей съездов горнопромышленников Юга России, А. Ф. Меврус с 16 июля 1887 г. стал преподавателем металлургии на механическом отделении Харьковского технологического института, где он был первым заведующим кафедрой металлургии на Украине и первым профессором металлургии чугуна и стали. Кроме чтения лекций по металлургии, он руководил на 5 курсе дипломными проектами по строительству металлургических заводов и по их оборудованию, а также руководил производственной практикой студентов на металлургических заводах и редактировал журнал «Горнозаводской листок», издаваемый в Харькове [2]. Аполлон Федорович обладал искусством излагать свои мысли не только ясно, но и живописно. «Его лекции были не что иное, — рассказывают его ученики, — как замечательные беседы умного и опытного человека, и приводили его слушателей в восхищение. Доменный и другие процессы металлургии в изложении Аполлона Федоровича представлялись студентам совершенно рельефными». Последним детищем Аполлона Федоровича, над которым он работал 28 лет, был «Технический французско-русский словарь». Издан он в 1898 году. На 1040 страницах словаря дан не только перевод слов, но и толкование их технического смысла [1].

Необходимо отметить, что до конца XIX века литейное производство входило в состав металлургического комплекса и многими авторами эти отрасли промышленности отождествляются. (Лишь с появлением компактных, качественных печей, обеспечивающих вторичное расплавление и перегрев металла, литейное производство, потерявшее зависимость от металла первой плавки, выделилось в самостоятельную отрасль промышленности. Но и после этого, его традиционно называли «малая металлургия»)

Совместная работа на Съездах и в совете Съездов горнопромышленников сблизил А.Ф. Мевруса с Алексеем Кирилловичем Алчевским, который высоко ценил его и как крупного специалиста, и как душевного, обаятельного, высококультурного человека. Видимо, поэтому, когда началось строительство завода Донецко - Юрьевского металлургического общества (ДЮМО), он пригласил его в качестве проектанта, руководителя строительства, а затем директора завода. Вследствие большой загруженности заводскими делами Меврус был вынужден в 1895 году отказаться от работы в институте.

А.Ф. Меврус ушел из жизни на 79-м году жизни 20 октября (7 октября по старому стилю) 1898 года в Харькове, оставив по себе добрую память.

В 1888 г. Харьковскому технологическому институту (ХТИ) потребовался опытный механик для создания, оборудования и эксплуатации учебных мастерских. Директор института проф. В.Л. Кирпичев пригласил на эту должность В.С. Кнаббе, предоставив ему временно с начала 1888—1889 учебного года небольшую педагогическую нагрузку по механической технологии, т.е. обработке ме-

таллов литьем, давлением и резанием. После ухода из института А.Ф. Мевуса некоторое время В.С. Кнаббе курировал кафедру металлургии чугуна и стали, хотя и увлекался в последние годы жизни не горячей обработкой металлов, а обработкой их резанием.



Рис. 2 – Владимир Сергеевич Кнаббе
(1849—1914)

Именно стараниями Владимира Сергеевича в мастерских ХТИ в 1888 году появились формовочная лаборатория, была построена вагранка с использованием передовых технологий того времени, установлено большое количество металлорежущих станков.

В одном из своих главных научных трудов, посвященных литью чугуна, В.С. Кнаббе приводит историческое введение такого объема, которое являлось, по существу, самостоятельной монографией. Но еще гораздо более важным было то, что Кнаббе усвоил исторический подход к изучению самих явлений техники и это придало особую ценность его трудам.

Труды Кнаббе, посвященные победному шествию новой техники, приобретали большую значимость, а изложение было весьма убедительным потому, что сам автор являлся сторонником технического прогресса, убежденный в том, что на смену старому приходит новое, а новое, в свою очередь, заменяется новейшим, а ускоряет прогресс не столько умение рабочего, сколько применение техники, механизация и автоматизация производства.

В описываемое время даже такой простой метод анализа, как визуальный осмотр, применения на практике почти не имел.

С 1 февраля 1901 года преподавателем металлургии в ХТИ служил Теодор (Федор) Михайлович Бэр [5]. Его педагогическая деятельность в ХТИ продлилась до 1914 года [6]. Именно благодаря его стараниям в ХТИ появилась первая промышленная металлургическая лаборатория в 1907 году [7].

25 февраля 1906 года в своем отчете по зарубежной командировке на Техническую выставку в Льеже (в 1905 году) он писал: «С 1903 года в Харьковском Технологическом Институте, именно при технической лаборатории минеральных веществ, введены практические занятия по металлургическому анализу (2 часа) и проектирование металлургических заводов (2 часа) для желающих специализироваться химиков. Мне кажется, такого рода постановка дела не вполне правильна. В металлургической лаборатории, подобно тому, как и в технических лабораториях, должны работать все химики 4-го курса, а не только желающие, для чего должно быть назначено не 2 часа, а, по меньшей мере, 6 часов в неделю.» [7, с. 22] Требуемые средства на лабораторию (10000 рублей на устройство и 3500 рублей ежегодно на содержание) были выделены.

Вообще, интересно даже описание выставки, посещенной Бэрмом. Он описывает наиболее заметные экспонаты: пароходный вал, весом в 40 тонн, откованный из одной заготовки; плиты из никелевой стали, толщиной до 300 мм; паровую машину в 10000 лошадиных сил; рельс, длиной более 100 м, прокатанный из 5-тонной заготовки; ленточную пилу, длиной около 25 метров, ферросплавы с чистотой, превышающей некоторые сегодняшние марки этих материалов; лабораторное оборудование – микроскоп и пирометр Ле-Шателье, разрывную машину, калориметр Малера, огнеупорные материалы.

С горечью Теодор Михайлович пишет: «В русском отделе не было ничего из области металлургии железа, хотя наш Урал, например, мог бы дать много интересного и оригинального в этом отношении» [7, с. 7].

Посетив учебные лаборатории под руководством Шюллера в Аахенском политехникуме (в этом городе и сегодня немало чугунолитейных заводов), под руководством Эренверга в Леобенской горной академии, под руководством Веддинга в Берлинской горной академии, Теодор Михайлович делает обоснованный вывод о необходимости создания лаборатории и в ХТИ.

В докладной записке в Учебный Комитет ХТИ 25 февраля 1906 года он пишет: «Ни для кого не тайна, что молодые технологи, впервые являющиеся на металлургический завод, ... чувствуют себя до обидности беспомощными, неподготовленными и с горечью и сожалением сознают, что Институт, их alma mater, не научил, не подготовил их к этому важному делу. Нередки случаи, когда технологи не могут отличить чугуна от стали, каменного угля от антрацита, кокса от шлака, известняка от железной руды, не говоря уже о том, что совершенно не привыкли разбираться в результатах анализа и связывать с ними какие бы то ни было представления о свойствах материала» [7, с. 13].

В первую очередь в новой лаборатории определяли строения металла путем просмотра его излома или специально подготовленной поверхности невооруженным глазом или через лупу при небольших увеличениях — до 30 раз. Это позволяло наблюдать одновременно большую поверхность и получать представление об общем строении металла и о наличии в нем определенных дефектов. Это и было обоснование для широко применяемого сегодня макроанализа. Сегодня макроскопический анализ не определяет подробностей строения и ча-

сто является предварительным, но не окончательным видом исследования. Характеризуя многие особенности строения, макроанализ позволяет выбрать те участки, которые требуют дальнейшего микроскопического исследования. С помощью макроанализа можно определить большое количество дефектов металла, таких, как нарушение сплошности металла: усадочная рыхлость, газовые пузыри и раковины, пустоты, образовавшиеся в литом металле, трещины, возникшие при горячей механической или термической обработке, флокены, дендритное строение и зону транскристаллизации в литом металле и другое. Безусловно, сегодня существует большое количество видов анализа материалов, но именно визуальный осмотр стал первым из анализов, составивших впоследствии науку неразрушающего контроля. Не будем строго судить предков за простоту исследований – электричество появилось в Харькове только в конце XIX века. Но уже тогда было введено в программу обучения технологов механические испытания материалов – на разрыв, прочность, вязкость, твердость, ковкость [там же, с. 20], составляющие основу механических исследований и сегодня.

Заканчивая свою докладную записку, Теодор Бэр пишет: «...если мой проект встретит сочувствие, я буду всегда счастлив сознанием: *feci quod potui, faciant meliora potentes*» [там же, с. 28]. (Что в переводе с латыни означает: «я сделал, что мог, кто может, пусть сделает лучше»). Этой фразой римские консулы завершали свою отчетную речь, сдавая свои полномочия следующему консулу. – А.Ж.)

Широкое применение полученных знаний на практике способствовало увеличению социального статуса выпускников ХТИ. Как результат - все выпускники ХТИ за первые 15 лет существования ВУЗа были трудоустроены.

Немалое значение лаборатории, основанной Теодором Бэром, состоит в том, что практически во время основания нашего университета внедряются в промышленность алюминий, довольно быстро перешедший из разряда драгоценных металлов в конструкционные (вспомним весы из золота и алюминия, подаренные Д.И. Менделееву) и легированные стали. И буквально на ходу разрабатываются способы химического и физических методов исследования этих металлов и сплавов.

Например, обширные исследования влияния марганца на свойства стали были опубликованы Р. Гадфильдом в 1882 г. В результате этих исследований появилась получившая затем широкое распространение марганцовистая аустенитная сталь (сталь Гадфильда), содержащая 10...14% Mn [8]. Промышленное значение никелевых сталей было впервые отмечено в работе Райля, опубликованной в 1889 г. Быстрый рост производства никелевых сталей начался в XX - м столетии после опубликования в 1899 г. Гадфильдом статьи «Сплавы железа и никеля» [там же].

Производство хромистых сталей было организовано Бауром около 1869 г. в Нью-Йорке. Вольфрам был использован еще Р. Мушетом для выплавки инструментальной стали в 1870 г. Электротехнические кремнистые стали (динамное и трансформаторное железо) получили в течение короткого времени широкое

распространение после исследований Р. Гадфильда (1889 г.) [там же].

Использование ванадия в металлургии началось в 1896 г., когда на заводе Фирмини во Франции этот элемент применили для легирования сталей, предназначенных для изготовления броневых плит. Широкое развитие выплавки сталей, содержащих ванадий, началось после исследований Арнольда (1900...1901 гг.) и Сэнкей и Смита (1904 г.) [там же]. Результаты исследований свойств молибденовой стали были опубликованы В.Н. Липиным в 1897 г., но широкое распространение молибденовые стали получили лишь после первой мировой войны [там же]. Первые вольфрамовые стали в России были получены В.Н. Липиным в 1896 г. на Путиловском заводе.

Инструментальная сталь, предложенная в 1870 Р. Мушетом, содержала 2,15% С; 1,5% Мn; 0,4% Cr; 5,5% W, 1% Si [9]. А впоследствии появились и более сложные сплавы – стеллиты, ВИДИА, победиты, высоколегированные стали. Стало понятным, что наличие хорошо оснащенной лаборатории и обученного персонала является необходимым условием для успешной работы любого предприятия.

По примеру ХТИ первый ректор института В.Л. Кирпичев открывает в 1898 году Киевский политехнический институт, что окончательно решило проблему инженерных кадров на Юге России того времени. И в ХТИ и в КПИ приглашаются на профессорские должности выдающиеся теоретики и практики того времени – В.П. Ижевский, А.Ф. Мевуис, В.С. Кнаббе, К.А. Зворыкин, В.А. Стеклов, Н.Н. Бекетов, А.М. Ляпунов, В.Э. Тир и многие другие ученые, которыми всегда славилась наша страна.



Рис. 3 – Здание механических мастерских Харьковского технологического института. 1876 г. Архитектор Р.Р. фон Генрихсен. Фото 1900 г. [4]

Выдающийся литейщик, выпускник ХТИ 1918 г. и ученик Кнаббе, Павел Николаевич Бидуля писал, что до конца XIX века лекции в Харьковском технологическом институте по литейному производству блестяще читали профессор А.Ф. Мёвиус, а в начале XX века (до 1914 года) – профессор В.С. Кнаббе. [10]

В.С. Кнаббе всегда уделял большое внимание осмотру крупнейших машиностроительных заводов и сбору материалов для новых книг о развитии машиностроения. Посетить сто заводов за месяц зарубежных поездок и увидеть на них все новое и прогрессивное, чтобы потом описать это в своих книгах - для него не представляло труда. Благодаря этому Кнаббе всегда был в курсе новейших достижений технологии машиностроения и оборудования машиностроительных предприятий, что придавало особую ценность его научной и педагогической деятельности.

Существовала шутка – *один директор завода спрашивал своего коллегу, приезжал ли на их завод в этом году Кнаббе? Не приезжал?! Ну, тогда завод отстал в техническом отношении. Передовых заводов Кнаббе не пропускает. У нас он был.*

На свою последнюю научную командировку Кнаббе получил разрешение с 1 июня по 1 августа 1914 г. Он находился в Австрии, когда эта страна объявила войну России. Кнаббе вместе с дочерью, которая его сопровождала, удалось бежать от интернирования в нейтральную Швейцарию. Оставшись без средств, он просил Институт о высылке денег на дорогу. В Берне его застала весть об объявлении войны России со стороны Германии. Эти бурные политические события настолько потрясли Кнаббе (который хотя и имел немецкое происхождение, но был русским патриотом), что 2 августа 1914 г. он скоропостижно скончался в результате перенесенных волнений и был похоронен в Берне (по свидетельству дочери).

Кому как не Кнаббе с его знанием возможностей европейской промышленности, было понятно, к чему приведет эта война. Кто, как не Владимир Сергеевич отчетливо представлял себе возможности литейных и металлургических заводов Европы по производству орудий убийства.

Выводы: в Харьковском технологическом институте со времени его основания преподавали замечательные педагоги и ученые – А.Ф. Мёвиус, Т.М. Бэр, В.С. Кнаббе, составляющие золотой фонд отечественной педагогики и науки в области горячей металлообработки.

Созданная под руководством Т.М. Бэра в Харьковском технологическом институте промышленная металлургическая лаборатория стала первой в Украине учебной лабораторией, заложившей основы исследования материалов, многие из которых используются и сегодня.

Начало применения в промышленности легированных сталей и алюминия совпало по времени с образованием лаборатории, что подтверждает важность и своевременность создания лаборатории и подтверждает высокую профессио-

нально – техническую подготовку студентов ХТИ – основной кузнице технических кадров для Юга России того времени. Только до окончания Первой мировой войны институт закончило 2340 студентов и 3387 человек института не окончили [11, 12].

Список літератури: **1.** А.Г. Журило. Некоторые вопросы становления металлургии Юга России // Вестник НТУ «ХПИ» 2011 г. - № 9. – С. 52-61. **2.** А.Г. Журило. А.Ф. Мевіус – перший професор металургії чавуну і сталі в Україні. // Вестник НТУ «ХПИ», 2008 р. - № 8.- С. 72 - 80. **3.** Краткий очерк истории съездов горнопромышленников Юга России. / Под редакцией Н.Ф. фон Дитмара. Х.: Типография Зильберберга, 1908. - 173 с. **4.** *Товажнянский Л.Л.* Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»/ Л.Л. Товажнянский, Г.В. Лисачук, И.М. Шептун. Х., НТУ ХПИ, 2005.- 212 с. **5.** Известия Харьковского Технологического института Императора Александра III. Том второй. Х.: Типография Зильберберга, 1906 г. **6.** Известия Харьковского Технологического института Императора Александра III. Том десятый. Х.: Типография Зильберберга, 1914 г. **7.** Известия Харьковского Технологического института Императора Александра III. Том третий. Х.: Типография Зильберберга, 1907 г. **8.** *Самарин А.М.* Электрометаллургия. М.: Государственное Издательство литературы по черной и цветной металлургии, 1943. – 516 с. **9.** *Мальшев В.И.* Очерки истории науки о резании материалов. Тольятти, ТГУ, 2011. - 215 с. **10.** *П.Н. Бидуля.* 40 лет советского сталелитейного производства // Литейное производство. № 10, 1957 г. С. 4 - 5. **11.** Государственный архив Харьковской области (ГАХО). Фонд 770, опись 2. **12.** ГАХО. Фонд 770, опись 3.

УДК 621.74 + 338.4

Вклад отечественных ученых в создание промышленной металлургической лаборатории в харьковском технологическом институте императора александра III / А.Г. Журило // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 3–11. – Бібліогр.: 12 назв.

У даній статті приводиться історія визначення властивостей металів в Україні. Зроблено деякі висновки відносно початку досліджень параметрів металу. Наприкінці розглянуто різні проблеми розвитку дослідження властивостей металів і сплавів.

Ключові слова: Харківський технологічний інститут, металургійна лабораторія, технічна виставка, леговані сталі.

In this article is presented the history of the beginning of determining the properties of metals in Ukraine. Has made some conclusions about the beginning of research of parameters of metal. At the end of the considered various problems of prospects of development of the studies of the properties of metals and alloys.

Keywords: Kharkov's technological institute, metallurgical laboratory, technical exhibition, alloy steels.

В. В. МИРОШНИКОВ, д-р техн. наук, ВНУ им. В. Даля, Луганск;
О. П. ЗАВАЛЬНЮК, ст. преподаватель, ХГМА, Херсон

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ПО ВЕЛИЧИНЕ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ МЕТАЛЛА

В статье исследуется возможность контроля упругих напряжений по величине остаточной намагниченности металла. Установлена функциональная связь величины остаточной намагниченности металла от действующих механических напряжений в ферромагнитных конструкциях.

Ключевые слова: упругие напряжения, неразрушающий контроль, остаточная намагниченность, слабое магнитное поле, напряженность магнитного поля, ферромагнитные конструкции.

Введение. При эксплуатации сложных ферромагнитных конструкций возникает необходимость контролировать их напряженно-деформированное состояние, т.е. определять возникающие деформации и упругие напряжения от действующих внешних сил в элементах конструкций.

Анализ последних исследований и публикаций. Для оценки упругих напряжений широко применяются магнитные методы неразрушающего контроля (НК), которые базируются на взаимосвязи магнитных и механических характеристик ферромагнитных материалов. Так воздействие на ферромагнетики больших растягивающих или сжимающих упругих напряжений σ_0 может существенно изменить значения таких магнитных величин, как начальная χ_a и обратимая χ_r магнитные восприимчивости, коэрцитивная сила H_c , магнитоупругий прирост намагниченности $\Delta M_c(H_i, \sigma_0)$ (H_i – внутреннее магнитное поле), остаточная намагниченность M_r .

Магнитная восприимчивость [1] достигает особенно больших значений в ферромагнетиках (от нескольких десятков до многих тысяч единиц). Такая магнитная характеристика имеет хорошую чувствительность к внешним напряжениям, однако требует определения исключительно в лабораторных условиях [2].

В работе [3] подробно проанализированы возможности НК напряжений при больших значениях поля ($H_i \geq 400$ А/см), где имеют место только обратимые процессы вращения намагниченности. Недостатком этого метода НК является то, что он эффективен либо на образцах сталей в лабораторных условиях, либо на изделиях простой формы, имеющих к тому же небольшие размеры (в которых только и можно создать большое магнитное поле). Еще одна трудность обусловлена необходимостью наложения упругих напряжений на намагниченный образец.

В другой работе [4] объясняется наблюдаемая на опыте зависимость коэрцитивной силы от упругих напряжений $H_c(\sigma_0)$, которая при растяжении является

неоднозначной: эта функция с ростом σ_0 проходит через минимум при $\sigma_0 \approx \overline{\sigma_i}$ (где $\overline{\sigma_i}$ – средняя величина внутренних напряжений). В итоге показывается, что в наиболее типичных случаях H_c определяется главным образом необратимыми смещениями 180° ДГ (начало пластической деформации) и малопригодна для оценки внутренних и внешних напряжений. Публикации [5, 6] подтверждают, что порог растягивающих напряжений равен 0,5 от предела текучести металла, выше которого измерять растягивающие напряжения методом коэрцитивной силы не целесообразно.

Большой интерес представляет работа [7], где наряду с другими результатами были получены зависимости остаточной намагниченности от температуры отпуска T стали 30ХГСА при воздействии на образцы этой стали больших (и постоянных) растягивающих и сжимающих напряжений ($\sigma_0 = \pm 400$ МПа). Важность этого результата заключается, во-первых, в его новизне, и, во-вторых, в чрезвычайно большом диапазоне изменения M_r при переходе от растяжения к сжатию, поэтому зависимость $M_r(\sigma_0)$ эффективно использовать в целях НК напряжений в ферромагнитных конструкциях.

Таким образом, анализ литературных источников позволяет утверждать, что большинство методов контроля упругих напряжений относятся к отдельным случаям (изделие из определенной марки стали с конкретным структурным и магнитным состоянием), вместе с тем, применяя эти методы сложно определять знак действующих упругих напряжений. Поэтому предложенные методы НК напряжений не смогли получить широкого распространения на практике.

Постановка задачи. Исследовать возможность контроля упругих напряжений по величине остаточной намагниченности металла. Установить функциональную связь величины остаточной намагниченности металла от действующих механических напряжений в ферромагнитных конструкциях.

Результаты исследований. Особый интерес представляет определение зависимости остаточной намагниченности от механических напряжений в конструкционных сталях (машиностроительных, корпусных, строительных), которые применяются [8] для изготовления деталей машин, механизмов, корпусов судов и строительных конструкций. Для этого вида стали (Ст3, 09Г2С, 10ХСНД и т. п.) характерно сравнительно невысокое содержание углерода, не превышающее обычно 0,3-0,4 % и низкое содержание легирующих элементов (низколегированная).

Согласно [9] остаточная намагниченность M_r – это намагниченность предварительно намагниченного магнитного материала при уменьшенной до нуля напряженности магнитного поля. M_r зависит от многих факторов: магнитных свойств материала, его магнитной предыстории, а также температуры.

Здесь также следует обратить внимание на подобие упругого и магнитного гистерезисов. Как и в магнитном гистерезисе, в упругом присутствует обязательная смена знака (сжатие / растяжение), существуют зоны упругой и пласти-

ческой деформации (по аналогии с магнитным гистерезисом: зоны возврата и насыщения) (рис. 1).

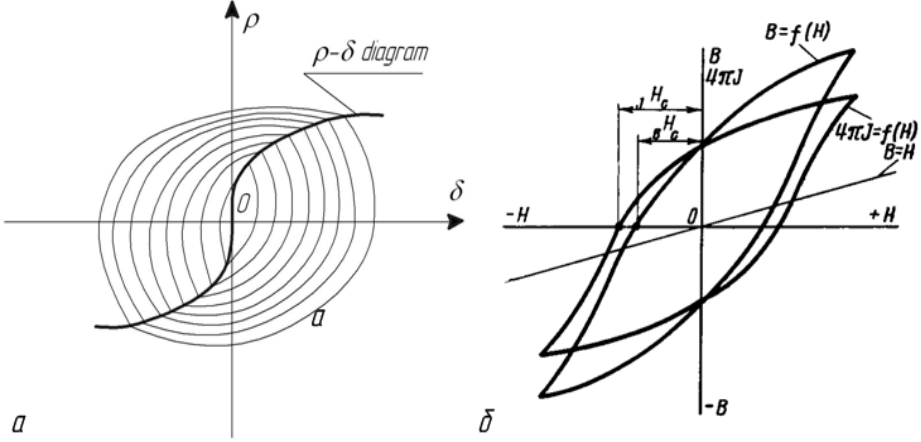


Рис. 1 – Гистерезисы: а – упругий и б – магнитный

Анализ конструкционных сталей в слабых магнитных полях, находящихся под воздействием одноосных упругих напряжений, показывает [7, 10-13], что магнитные свойства стали, такие как χ_σ – магнитоупругая восприимчивость, b_σ – постоянная Рэлея при действии упругих напряжений, ΔM_{ir}^{\max} – максимальное значение остаточной намагниченности остаются неизменными, при величине внешней нагрузки, находящейся в области пластической деформации. Учитывая эти свойства конструкционных сталей, можно построить алгоритм определения мгновенных значений намагниченности $M(t)$ от действующих упругих напряжений $\sigma(t) = \sigma_1 \sin \omega t$:

$$M(t) = M(H) + \Delta M_\sigma; \quad (1)$$

где
$$M(H) = \chi_a H + b H^2; \quad (2)$$

$$\Delta M_\sigma = \Delta M_r + \Delta M_{ir}; \quad (3)$$

$$\Delta M_r = \chi_\sigma \sigma_1 \sin \omega t + b_\sigma \sigma_1^2 \sin^2 \omega t. \quad (4)$$

При циклическом нагружении, уже после 4-5 циклов, наблюдается достижение величиной ΔM_{ir} максимального значения, т.е. $\Delta M_{ir} = \Delta M_{ir}^{\max}$. Значение ΔM_{ir}^{\max} определяется экспериментально, и, по полученным данным, строится

семейство магнитоупругих петель гистерезиса для различных значений σ_1 . Величину начальной магнитной восприимчивости χ_a вычисляем по предельной петле гистерезиса

$$\chi_a = \frac{2 M_S}{\pi H_c} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi M_r}{2 M_S} \right),$$

где M_S – намагниченность насыщения, M_r – остаточная намагниченность, H_c – коэрцитивная сила ферромагнитного материала.

Сделаем допущение, что полученные магнитоупругие петли гистерезиса симметричны $M_{r\sigma}^+ = -M_{r\sigma}^-$ (погрешность до 20-25%), найдем выражение для величин χ_σ и b_σ :

$$\chi_\sigma^\pm = \frac{1}{\sigma_1} (M_S^+ - 2M_{r\sigma}^\pm); \quad b_\sigma^\pm = \pm \frac{2M_{r\sigma}^\pm}{\sigma_1^2}; \quad b_\sigma^+ = b_\sigma^- = b_\sigma.$$

Здесь знак «+» относится к правой части частной магнитоупругой петли гистерезиса, а знак «-» – к левой.

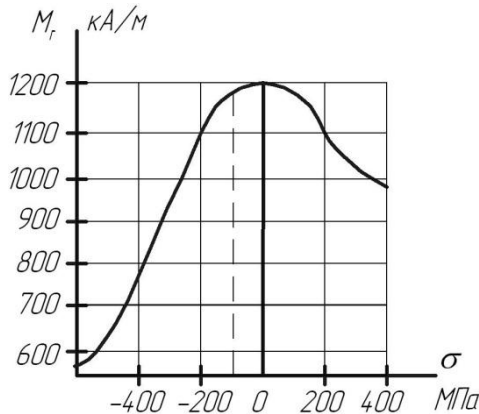


Рис. 2 – Обобщенная зависимость величины остаточной намагниченности конструкционных сталей от величины упругих напряжений

Данный алгоритм расчета остаточной намагниченности от действующих напряжений подтверждается экспериментальными исследованиями [12]. Анализ экспериментальных данных позволяет определить область применимости данной модели. При сжатии она достигает $0,6 \sigma_r$, а при растяжении ограничивается величиной внутренних напряжений. Увеличение напряжения растяжения

приводит к нелинейной зависимости остаточной намагниченности из-за искажения магнитоупругой петли гистерезиса. Всё выше сказанное относится к контролю крупногабаритных объектов, на которые можно распространить свойства материала ферромагнетика. При контроле отдельных изделий по остаточной намагниченности необходимо учитывать коэффициент размагничивания данного изделия.

Выводы.

1. Остаточная намагниченность является одним из критериев оценки механических напряжений – это естественная характеристика любой конструкционной стали.

2. Проведенный анализ подтверждает достоверность результатов исследования, связывающих остаточную намагниченность и величину упругих напряжений, когда испытываемый образец находился в поле Земли. Полученная зависимость однозначно определяет знак напряжения и намагниченность, что не наблюдается при других методах магнитного контроля.

3. Следующим этапом исследований будет разработка требований и расчет параметров датчиков для измерения остаточной намагниченности материала ферромагнитных конструкций.

Список литературы: 1. *Вонсовский С.В.* Ферромагнетизм / С.В. Вонсовский, Я.С. Шур – М-Л: Госэнергоиздат, 1948. – 817 с. 2. *Кулеев В.Г.* К проблеме контроля магнитного состояния ферромагнитных сталей при воздействии на них магнитных полей и упругих напряжений в зареэвской области / *В.Г. Кулеев, М.Н. Михеев, М.Б. Ригмант, В. В. Нестеренко, Л.В. Лобанова, Ю.И. Назаров, С.Т. Гузев* // Дефектоскопия. – Екатеринбург, 1985. – № 10. – С. 33-42. 3. *Иваняги Д.* Неразрушающий магнитный метод определения остаточных напряжений / *Д. Иваняги*. – Хихакай КЭНСА. – 1974. – Т. 23. – № 3. – С. 147-154. 4. *Кулеев В. Г.* Механизмы влияния внутренних и внешних напряжений на коэрцитивную силу ферромагнитных сталей / *В.Г. Кулеев, Э.С. Горкунов* // Дефектоскопия. – Екатеринбург, 1997. – № 11. – С. 3-18 5. *Азиев Р.В.* Оценка напряженного состояния стальных трубопроводов по анизотропии магнитных свойств металла / *Р.В. Азиев, Ю.А. Теплинский, А.С. Кузьбожев* // Контроль. Диагностика. – Москва, 2004. – № 9. – С. 48-50. 6. *Новиков В.Ф.* Зависимость коэрцитивной силы малоуглеродистых сталей от одноосных напряжений / *В.Ф. Новиков, Т.А. Яценко, М.С. Бахарев* // Дефектоскопия. – Екатеринбург, 2001. – № 11. – С. 51-57. 7. *Бидя Г.В.* Влияние упругой деформации на магнитные свойства сталей с различной структурой / *Г. В. Бидя, В.Г. Кулеев* // Дефектоскопия. – Екатеринбург, 1998. – № 11. – С. 12-26. 8. Машиностроение. Энциклопедия / Ред. совет: К.В. Фролов (пред.) и др. – М.: Машиностроение. Сталь. Чугуны. Т. II-2 / *Г.Г. Мухин, А.И. Беляков, Н.Н. Александров* и др.; Под общ. ред. *О.А. Банных и Н.Н. Александрова*, 2001 – 784 с. 9. Физическая энциклопедия / Гл. ред. *А.М. Прохоров*. Ред. кол. *Д.М. Алексеев, А.М. Балдин, А.М. Бонч-Бруевич, А.С. Боровик-Романов* и др. – М.: Большая Российская энциклопедия. Т. 3. Магнито-плазменный – Пойнтинга теорема. 1992. – 672 с. 10. *Craik D.J., Wood M.J.* Magnetization changes induced by stress in a constant applied field. – J. Appl. Phys. – 1970. – N 3. – PP. 1009-1016. 11. *Горкунов Э.С.* Влияние отклонений от соосности между направлениями намагничивания и наложения механической нагрузки на результаты магнитного контроля упругих деформаций в сталях / *Э.С. Горкунов, Т.П. Царькова, С.В. Смирнов, Д.И. Вичужанин, И.Г. Емельянов, В.Ю. Кузнецов* // Дефектоскопия. – Екатеринбург, 2004. – №5. – С. 40-52. 12. *Кулеев В.Г.* Влияние растягивающих пластических деформаций на остаточную намагниченность и начальную проницаемость малоуглеродистых сталей / *В.Г. Кулеев, Т.П. Царькова, А.П. Ничипурук* // Дефектоскопия. – Екатеринбург, 2006. – №4. – С. 61-74. 13. Гордиенко В.Е. Пассивный феррозондовый контроль структуры металла и внутренних напряжений в элементах сварных МК / В.Е. Гордиенко; СПбГАСУ. – СПб., 2010. – 83 с.

УДК 620.179.14

Исследование возможности контроля упругих напряжений по величине остаточной намагниченности металла / В. В. Мирошников, О. П. Завальнюк // Вісник НТУ «ХП». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХП», 2013. – № 34 (1007). – С. 12–17. – Бібліогр.: 13 назв.

У статті досліджується можливість контролю пружних напружень за величиною залишкової намагніченості металу. Встановлено функціональний зв'язок величини залишкової намагніченості металу від діючих механічних напружень у феромагнітних конструкціях.

Ключові слова: пружні напруження, неруйнівний контроль, залишкова намагніченість, слабе магнітне поле, напруженість магнітного поля, феромагнітні конструкції.

In this article the possibility of control of elastic stresses on the residual magnetization of the metal is investigated. Functional relationship of the residual magnetization of the metal on the mechanical stresses was set in ferromagnetic structures.

Keywords: elastic stress, nondestructive testing, residual magnetization, a weak magnetic field, the magnetic field strength, ferromagnetic structures.

Й.І. СТЕНЦЕЛЬ, д-р. техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля, Луганськ;
О.І. ШАПОВАЛОВ, аспірант, СНУ ім. В.Даля, Луганськ;
К.А. ЛІТВІНОВ, студент, СНУ ім. В.Даля, Луганськ;
В.В. ЄВСЮКОВ, аспірант, СНУ ім. В.Даля, Луганськ

ТЕОРЕТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПРИСТРОЮ КОНТРОЛЮ РІВНЯ РІДИНИХ СЕРЕДОВИЩ З НЕРІВНОМІРНОЮ ПОВЕРХНЕЮ

У роботі наведено результати теоретичних досліджень ультразвукового пристрою контролю рівня рідинних середовищ з нерівномірною поверхнею. Показано, що такі пристрої мають похибки вимірювального контролю, обумовленими розсіюванням ультразвукового сигналу від нерівномірної поверхні. Похибки можуть бути зменшені за рахунок використання вторинних ультразвукових ефектів.

Ключові слова: ультразвук, випромінювач, поверхня, рідина середовище, похибка, сигнал, вимірювання.

Вступ. Технологічні процеси хімічних виробництв характеризуються наявністю рідинних середовищ (РС), які накопичуються в апаратах відповідного оформлення (ємкості, кип'ятильники, випарні установки, ректифікаційні колони, сепаратори та багато інших). Однією з основних задач роботи таких апаратів є забезпечення загального матеріального балансу, який характеризується кількістю рідини в апараті, а фактично її об'ємом пропорційним рівню рідини. Так як у таких апаратах РС завжди знаходиться в русі, то їх поверхня не є рівномірною, що призводить до відповідних проблем при вимірювальному контролі їх рівня.

Аналіз основних досягнень і літератури. У хімічній технології де є необхідність контролювати рівень при наявності нерівномірної поверхні рідинних середовищ (НПРС), наприклад, рідинного кип'ячого шару, в абсорберах з барботуванням газу через рідину, при механічному чи газовому перемішуванні реагуючих РС тощо, у більшості випадках використовують буйкові або гідростатичні засоби контролю, котрі мають певні недоліки, до яких відноситься достатньо низька точність та вірогідність, залежність від параметрів РС, складність конструкції та багато інших. Для таких технологічних процесів контроль рівня РС є актуальною задачею. Експериментально встановлено, що при вимірюванні рівня РС ультразвуковим методом приймачем сприймається не один відбитий від поверхні ультразвуковий сигнал (УЗС), а ряд сигналів, розділених в часі. Відомо [1], що вторинні УЗС виникають внаслідок розсіювання відбитого УЗС від поверхні рідинного середовища (ПРС). Вторинні УЗС досягають внутрішніх частин резервуару чи ємкості, відбиваються від них, повертаються до ПРС, відбиваються від неї і попадають на приймач, створюючи сигнал з амплітудою E_2 [2]. Ам-

плітуда E_2 цього сигналу може складати 10-50% від амплітуди основного випроміненого сигналу E_1 . Амплітуда вторинних УЗС залежить від характеру НІРС і є функцією контролюючого рівня.

Мета дослідження, постановка задачі. Метою дослідження є математичне описання процесів, які мають місце при подвійному відбитті ультразвукового сигналу від НІРС. Експериментальними дослідженнями встановлено, що при наявності НІРС, обумовленої механічними чи іншими діями, амплітуда основного сприймаючого сигналу U_1 зменшується при одному й тому ж значенні електричного збуджуючого імпульсу (ЕЗІ) та рівні РС, а амплітуда наступного сприймаючого сигналу U_2 - збільшується [3]. Такий ефект двох послідовно сприймаючих сигналів використаний для підвищення точності роботи ультразвукових пристроїв вимірювального контролю (УЗПК) рівня РС з нерівномірними поверхнями [4]. Задача полягає у теоретичному та практичному вивченні такого способу зменшення похибки вимірювального контролю рівня НІРС.

Матеріали досліджень. Зі збільшенням висоти нерівномірності ПРС амплітуда вторинного УЗС зростає незалежно від контролюваного рівня. Як показано в [2, 3], випромінений УЗС $y_E(t)$, який створюється ультразвуковим випромінювачем (УЗВ), при певних припущеннях описується наступним рівнянням

$$y_E(t) = k_{E0} y_M(t) \{1 - \exp(-\alpha_1 t) [\cos(\omega_0 t)]\}, \quad (1)$$

де k_{E0} - коефіцієнт передачі УЗВ; $y_M(t)$ - переміщення мембрани УЗВ за час t ; α_1 - ступінь загасання випроміненого УЗС; ω_0 - частота власних коливань.

Для УЗПК рівня РС з нерівномірною поверхнею сприймаючий сигнал вимірювального контролю описується наступною формулою

$$U_1(t_1) = K_p E_0 \{1 - \exp(-\alpha_1 t_1) \cos(\omega_0 t_1)\}^2 * [\exp(-t_1 / \tau_x)]^2 * \\ * \left\{ 1 - \exp\left(-\left[\left(\omega_0^3 t_1\right) \frac{x_0}{g} + \varepsilon(2J - \Delta J)\right]\right) \cos(\omega_0 t_1) \right\} * , \quad (2) \\ * \left\{ 1 - \exp\left(-\beta^3 x_0 t_1 / m^3 g\right) \cos(\beta t_1 / m) \right\},$$

де K_p - коефіцієнт передачі УЗПК рівня; E_0 - амплітуда ЕЗІ; τ_x - стала часу мембрани; x_0 - максимальне відхилення мембрани; ε - ступінь поглинання УЗС в ГС; J - товщина ГС; ΔJ - зменшення висоти ГС за рахунок середньої висоти нерівномірності ПРС; β - коефіцієнт тертя мембрани в ГС; m - маса

мембрани; g - прискорення земного тяжіння; t_1 - вимірний час, за котрим розраховується значення рівня РС.

Час, котрий вимірюється в УЗПК рівня РС визначається від моменту подачі на УЗВ УЗІ до моменту, коли сприймаючий сигнал $U_1(t)$ досягає заданого значення U_0 (лічильник тактових імпульсів (ЛТІ) включається при появі вхідного сигналу E_0 і відключається, коли $U_1(t_1) = U_0$; за кількістю відрахованих тактових імпульсів розраховується час t_1).

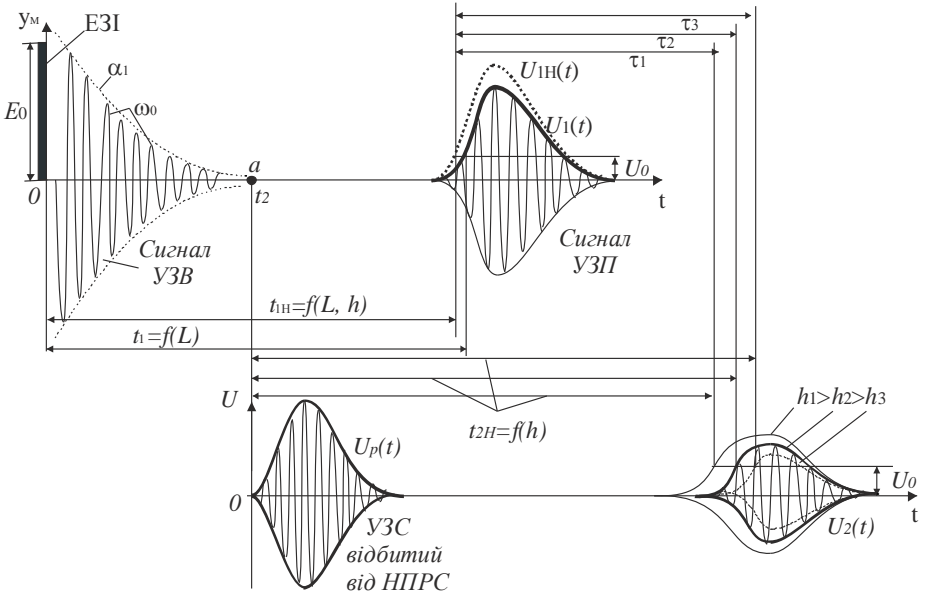


Рис. – Принцип вимірювання часу проходження УЗС відстані в газовому середовищі

Якщо на ПРС появляються нерівномірності, то це приводить до зменшення товщини ГС J на деяку величину ΔJ , яка викликає зменшення часу t_1 до значення t_{1H} як показано на рисунку. У цьому випадку сприймаючий сигнал збільшується до $U_{1H}(t)$, а контрольований час t_1 зменшується до t_{1H} . Якщо прийняти, що розраховане значення рівня $L_1 = kt_1$, то при наявності НПРС значення рівня буде розраховане за формулою: $L_{1H} = kt_{1H}$. Звідси впливає, що абсолютна похибка вимірювального контролю дорівнюватиме $\Delta L_{1H} = L_1 - L_{1H} = k(t_1 - t_{1H}) = k\Delta t_1$.

При вимірюванні рівня РС з нерівномірною поверхнею розсіювання УЗС $U_p(t)$ від цієї поверхні в ГС значно збільшується. Це приводить до того, що розсіяні «промені» досягають стінок резервуару, відбиваються від них, повертаються до нерівномірної поверхні, а частина відбитих від НПРС досягає УЗП, де створює новий сигнал $U_2(t)$. Як показали експериментальні дослідження, час $t_1 = f(J)$, а $t_2 = f(h)$, де h - висота нерівномірності ПРС.

Для розсіяної частини УЗС можна записати наступне рівняння

$$U_p(t) = K_p k_p E_0 \{1 - \exp(-\alpha_1 t) \cos(\omega_0 t)\}^2 * [\exp(-t/\tau_x)]^2 * \\ * \left\{ 1 - \exp\left(-\left[\left(\omega_0^3 t\right) \frac{x_0}{g} + \varepsilon(J-h)\right]\right) \cos(\omega_0 t)\right\} * \\ * \left\{ 1 - \exp\left(-\beta^3 x_0 t / m^3 g\right) [\cos(\beta t / m)]\right\} \quad (3)$$

де k_p - коефіцієнт розсіювання; h - середня висота нерівномірності ПРС.

Розсіяний сигнал проходить потрібну відстань: ПРС \Rightarrow стінка резервуару \Rightarrow ПРС \Rightarrow УЗП. У цьому випадку УЗС двічі відбивається від ПРС, перш ніж сприймається УЗП. Електричний сигнал, який при цьому створюється УЗП, враховуючи (3), у першому наближенні можна описати таким рівнянням

$$U_2[f(J, h)] = K_p k_p E_0 \{1 - \exp(-\alpha_1 f(J, h)) \cos(\omega_0 f(J, h))\}^2 * \\ * \left\{ \exp(-f(J, h)/\tau_x) \right\}^2 \left\{ 1 - \exp\left(-\left[\left(\omega_0^3 f(J, h)\right) \frac{x_0}{g} + \varepsilon(3J-2h)\right]\right) \right\} * \\ * \cos(\omega_0 f(J, h)) \\ * \left\{ 1 - \exp\left(-\beta^3 x_0 f(J, h) / m^3 g\right) [\cos(\beta f(J, h) / m)]\right\} \quad (4)$$

де $f(J, h) \equiv t$ - функція зміни вимірювального часу від зміни товщини ГС та висоти нерівномірності ПРС.

Рівняння (4) фактично є математичною моделлю УЗПК рівня з нерівномірною ПРС. Для визначення часу t_{2H} лічильник імпульсів включається в момент часу, який дорівнює половині визначеного на попередньому циклі часу, тобто $t_{20} = t_{1H} / 2$. Лічильник часу виключається, коли $U_2(t) \geq U_0$. Якщо сигнал $U_2[f(J, h)] = 0$, то нерівномірність ПРС відсутня. При наявності нерівномірності на виході УЗП появляється сигнал, котрий далі може підсилюватися до напруги, яка перевищує задане значення U_0 . Визначений таким чином час t_{2H} , який є функцією висоти h НПРС, використовується для уведення поправки в результат вимірювання часу t_{1H} за відповідним алгоритмом.

Результати досліджень. Абсолютну похибку вимірювального контролю формально можна визначити за різницею

$$\Delta t(L, h) = t_1(L) - t_{1H}(L, h). \quad (5)$$

У рівнянні (5) відомим є тільки час $t_{1H}(L, h)$, так як він визначається лічильником імпульсів при порівнянні сигналу $U_1(t)$ з деякою опорною напругою U_0 . Для визначення «дійсного» значення часу $t_1(L)$ потрібно знати похибку $\Delta t(L, h)$. Згідно з вищеведеними дослідженнями цю похибку можна визначити за вторинним сприйнятим сигналом $U_2(t)$, який є функцією як вимірювального рівня L РС, так і висоти h нерівномірності ПРС. Для цього достатньо визначити час t_{2H} додатковим ЛПІ. Останній включається в роботу в момент часу t_2 (точка «а» рисунку), який визначається за часом t_{1H} попереднього циклу роботи УЗПК рівня за рівнянням: $t_2 = t_{1H} / 2$. Характерним є те, що точка «а» змінює своє положення на часовій осі в залежності від товщини ГС J і висоти h нерівномірності ПРС, що дає можливість визначити похибку вимірювального контролю з достатньо високою точністю. Цей додатковий ЛПІ працює до тих пір, поки підсилена напруга $U_2(t)$ на виході УЗП не стане рівною опорній напрузі U_0 . Визначений при цьому час t_{2H} є функцією висоти h НПРС. Похибку вимірювального контролю $\Delta t(L, h)$ практично можна визначити двома шляхами. Перший полягає в тому, що похибка розраховується за формулою

$$\Delta t(L, h) = t_{1H}(L, h) - (2/3)t_{2H}(L, h). \quad (6)$$

Відношення (2/3) у рівнянні (6) визначає вплив шляху проходження відповідної відстані в ГС: основний сигнал – подвійної відстані, а вторинний – потрійної. Як показали теоретичні дослідження визначення похибки вимірювального контролю можна здійснювати, використовуючи ефект незмінності часу $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots$ (див. рисунок). Попередні експериментальні дослідження показали, що цей час практично є незмінним, тобто $\tau_1 \approx \tau_2 \approx \tau_3 = const$. Час можна також виміряти ЛПІ, якщо останній включити в роботу в момент закінчення часу t_{1H} і виключити в момент часу t_{2H} . Вибір методу визначення похибки вимірювального контролю рівня з НПРС потребує подальших досліджень.

Висновки. Теоретично обґрунтована можливість використання ультразвукових пристроїв для вимірювального контролю рівня рідинних середовищ з нерівномірними поверхнями. Показано, що при цьому можуть виникати похибки, які є залежними не тільки від вимірювального рівня РС, але й від висоти нерівномірності поверхні. Для зменшення цієї похибки можна використати вторинний ефект ультразвукових сигналів. При цьому для уведення поправки в резуль-

тат вимірювального контролю, достатньо до схеми обробки інформації увести додаткові лічильники тактових імпульсів.

Список літератури: 1. Стенцель Й.І., Томсон А.В., Рябіченко А.В. Аналіз похибок вимірювання ультразвукових рівнемірів //Вісник національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади та методи неруйнівного контролю. – Харків: НТУ «ХПІ» - № 48. – 2008. – с. 55-60. 2.Євсюков В.В. Математичні моделі ультразвукового засобу контролю рівня рідин з нерівномірною поверхнею.//Вісник Східноукраїнського національного університету імені Володимира Даля. №18 (189). – 2012. – с.62-71. 3. Стенцель Й.І., Євсюков В.В. Експериментальні дослідження ультразвукового методу контролю рівня рідинних середовищ з нерівномірними поверхнями. Вісник національного технічного університету «Харківський політехнічний університет». Збірник наукових праць. «Енергоенергетика и преобразовательная техника». –Харків: НТУ «ХПІ» - №12. -2010. –с. 9-15. 4. Патент 74227 Україна, МПК G01F23/28. Ультразвуковий пристрій для вимірювання рівня середовищ з нерівномірною поверхнею. //Стенцель Й.І., Томсон А.В., Шапвалов О.І., Літвінов К.А. – № u 2012 03182; заявл. 19.03 2012; опубл. 25.10.2012; Бюл. №20.

Надійшла до редколегії 19.04.2013

УДК 681.586.773

Теоретичні дослідження ультразвукового пристрою контролю рівня з нерівномірною поверхнею / Й. І. Стенцель, О.І. Шаповалов, К. А. Літвінов, В.В.Євсюков // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 18 – 23. Бібліогр.: 4 назв.

В работе приведены результаты теоретических исследований ультразвукового устройства контроля уровня жидкостных сред с неравномерной поверхностью. Показано, что такие устройства имеют погрешности измерительного контроля, которые обусловлены рассеиванием ультразвукового сигнала от неравномерной поверхности. Погрешности могут быть уменьшены за счет использования вторичных ультразвуковых эффектов.

Ключевые слова: ультразвук, излучатель, поверхность, жидкость, среда, погрешность, сигнал, измерение.

The paper presents the results of theoretical investigations of the level control ultrasonic liquid media with non-uniform surface. It is shown that these devices have measuring accuracy control which are caused by scattering of the ultrasonic signal from an uneven surface. The errors can be reduced through the use of secondary effects of ultrasound.

Keywords: ultrasound transducer, the surface of the liquid, the environment, the error signal measurement.

Й. І. СТЕНЦЕЛЬ, д-р техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля, Луганськ;
А. В. РЯБІЧЕНКО, канд. техн. наук, с.н.с. СНУ ім. В.Даля, Луганськ;
Л. І. ПЕТРОСЯН, лікар-кардіолог, Луганськ;
К. А. ЛІТВИНОВ, студент, СНУ ім. В.Даля, Луганськ

ПРИНЦИП РЕОЛОГІЧНИХ ПЕРЕХОДІВ ПРИ ДІАГНОСТУВАННІ РОБОТИ СЕРЦЕВОЇ СИСТЕМИ ЕЛЕКТРОКАРДІОГРАФІЧНИМ МЕТОДОМ

У роботі наведені результати досліджень електрокардіограм роботи серця при різних діагностичних його захворюваннях. Показано, що серце являє собою об'єкт періодичної дії, робота якого здійснюється за відповідними реологічними переходами, котрі характеризуються стоком електричної енергії.

Ключові слова: електрокардіограма, серце, реологічний перехід, діагностика, електричний потенціал, імпульс, м'яз міокарду.

Вступ. Електрокардіографія (ЕКГ) як метод функціональної діагностики роботи серця, постійно вдосконалюється і, в першу чергу, за рахунок вивчення електропровідності серцевої системи, до складу якої можна віднести такі її елементи: генератори електричних імпульсів, електропровідні лінії, приймачі імпульсів, відділи серця, системи зворотного зв'язку тощо. Серцева система працює в «автогенераторному» режимі за відповідною циклограмою. У [1, 2] вказується, що серце збуджується електричними імпульсами, а функцією збудження володіють клітини біологічної провідникової системи. Під дією електричних збуджуючих імпульсів (ЕЗІ), котрі формуються синусним вузлом, проходить скорочення м'язу міокарда, що призводить до початку роботи серця, тобто ще до відкриття першого шлуночка. Наступні такти роботи серця здійснюються з відповідною затримкою в часі, яка необхідна, по перше, для контролю виконаної роботи попереднього циклу і, по-друге, для формування відповідного сигналу на початок роботи наступного такту (роботи наступного шлуночка).

Аналіз останніх досліджень та літератури. Робота серцевої системи, як правило, характеризується за зміною електричного потенціалу (ЕП), який формується у відповідних точках людського організму. У цих точках вимірювання амплітуда ЕП має максимальне значення. За формою та характером зміни ЕП здійснюється діагностування роботи серцевої системи та її відповідних елементів. На даний час існують відповідні нормовані показники (електрокардіограми), які характеризують роботу серцевої системи «умовно» здорової людини. Відхилення цих показників від їх нормованих значень, свідчить про порушення роботи такої серцевої системи. Вимірювана електрокардіографом напруга електричного потенціалу (НЕП), криву зміни в часі якої називатимемо трендом, у кожній досліджуваній точці має свою відповідну форму і надає лікарю-кардіологу мож-

лівість оцінювати стан здоров'я людини. Кожний тренд розділяється на такі основні частини: область підготовки циклу тривалістю τ_1 з початковою НЕП E_0 , область максимальної НЕП тривалістю τ_2 (від точки А до В) з НЕП E_1 , область формування наступного імпульсу НЕП тривалістю τ_3 (від точки В до С) і області циклу роботи першого шлуночка тривалістю τ_4 (відстань А-А), як показано на рис. 1.

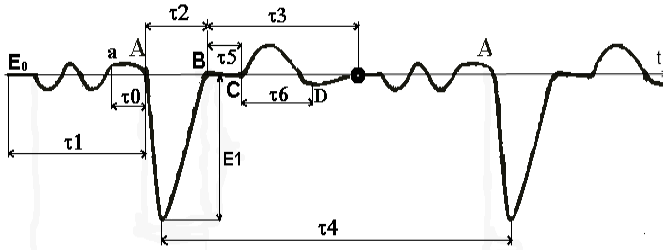


Рис. 1 – Форма тренду електрокардіограми НЕП

Аналіз ЕКГ показує, що ЕЗІ на запуск нового циклу роботи м'язу міокарда формується за час τ_0 до початку її скорочення (точка a), а скорочення м'язи починається в точці «А». У зв'язку з цим, виникають питання: щодо принципів формування визначальних точок (a , А, В, С і D), як вони змінюються в часі, які фактори впливають на їх зміну та положення на тренді, чому змінюється форма головного імпульсу напругою E_1 , яким чином створюється затримка в часі τ_5 , чим формується та яку функцію виконує імпульс між точками С–D тощо.

Мета дослідження, постановка задачі. Метою дослідження є вивчення процесів перенесення електричного потенціалу в серцевій системі на основі теорії реологічних переходів для виявлення нових показників діагностування стану здоров'я людини. Якщо серцева система має джерело живлення та накопичувач електричної енергії, то підключення останнього до споживача може здійснюватися тільки з допомогою управляючого перемикача, який включається командою від деякого відділу серцевої системи, а відключається або за деяким заданим часом, або за командою (наприклад, при зменшенні тиску крові в відповідному шлуночку серця). Згідно з теорією перенесення імпульсу електричної енергії, приймач електричної енергії повинен спочатку відхилитися на певну величину E_1 від свого сталого стану E_0 , а потім здійснювати власні коливання з певною частотою ω_0 з наступним їх загасанням зі ступенем загасання α . Частота коливань, яку називатимемо несучою частотою f , повинна бути достатньо високою, яка швидко загасає при перенесенні її через біологічний об'єкт. За рахунок цього електрокардіографом сприймається тільки обвідна лінія цих високо-частотних коливань.

Матеріали досліджень. Під дією ЕЗІ м'яз міокарду (ММ) деформується (скорочується), що призводить до відкриття клапана першого шлуночка. Після припинення дії електродинамічного зусилля ММ здійснює вільні коливання, частота яких визначається біологічним електромагнітним полем (БЕМП) людини [3]. З іншої сторони, коливання ММ наводять електрорушійну силу (ЕРС) з частотою цих коливань, яка створює електродинамічне зусилля, котре направлено протилежно до напрямку руху ММ, створюючи гальмуючу дію. За рахунок цього загасання коливань ММ здійснюється достатньо швидко, що приводить до формування деякої інтегральної δ – функції Дірака. Виходячи зі сказаного, в ММ протікають електромагнітні процеси, котрі супроводжуються перетвореннями електричної енергії в механічну та навпаки [4, 5]. Нехай у деякій розглядуваній області ММ існує неоднорідне біологічне тіло (елемент біотканини м'язу, який жорстко закріплений за периметром). Неоднорідність розподілення потенціалу перенесення $\varphi(\vec{r}, \theta)$ електричної енергії ЕЗІ приводить до відхилення від стану рівноваги ММ і є причиною виникнення потоків перенесення. У цій області має місце механічний рух, який характеризується полем швидкостей $v(\vec{r}, \vartheta)$, де \vec{r} - вектор направленості руху перенесення; ϑ - час перенесення механічної енергії руху ММ. Джерела або стоки потенціалу перенесення γ характеризуються об'ємною напруженістю електричного поля $E(\vec{r}, \vartheta)$ ММ. Перенесення потенціалу φ через поверхню розглядуваного об'єму складається з перенесення за рахунок руху та потоку перенесення УЗВ, який позначимо через \bar{q} . Таким чином, електричний потік \bar{Q} ЕЗІ витрачається на механічний рух ММ, який виконується зі швидкістю \bar{v} і може бути записаний у вигляді

$$\bar{Q} = \bar{\varphi} \cdot \bar{v} + \bar{q}. \quad (1)$$

В інтегральній формі умова зберігання електричного потенціалу для даного об'єму V ММ має наступну форму

$$\int_V \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} dV = \int_S Q d\vec{f} + \int_V \gamma dV, \quad (2)$$

де S - поверхня; $d\vec{f} = \bar{n} d\zeta$ - елемент поверхні; \bar{n} - одиничний вектор елемента $d\zeta$.

Для довільного об'єму рівняння (2) приймає наступну форму

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} + \text{div} Q - \gamma = 0. \quad (3)$$

де γ - джерело потенціалу перенесення електричного поля.

Стік напруженості електричного поля обумовлений вторинними механічними коливаннями ММ. Тому його можна розділити на дві частини: стік γ_M , який обумовлений тертям ММ при його механічному русі в біологічному сере-

довищі, і стік γ_E , який обумовлений гальмуючою дією створеної в ММ ЕРС. Враховуючи сказане, рівняння для стоку напруженості електричного поля в ММ запишемо таким чином:

$$\gamma = \gamma_M + \gamma_E. \quad (4)$$

З врахуванням (4) рівняння (1) приймає такий вигляд

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} + \operatorname{div}(\varphi, \vec{v}) = -\operatorname{div} \vec{q} + \gamma_M + \gamma_E. \quad (5)$$

Якщо в розглядуваному об'ємі ММ має місце перетворення електричної енергії в механічну, то, позначивши $H(\vec{r}, \vartheta)$ - напруженість електричного поля, $v_i(\vec{r}, \vartheta)$ - швидкість зміни електричного поля і $\gamma_M(\vec{r}, t)$ - інтенсивність стоку механічної енергії в одиницю об'єму за одиницю часу t , $\gamma_E(\vec{r}, t)$ - інтенсивність стоку електричної енергії в одиницю об'єму за одиницю часу t рівняння перенесення напруженості електричного поля ММ приймає наступну форму

$$\frac{\partial H}{\partial \vartheta} + \operatorname{div}(H, \vec{v}) = \operatorname{div}(D\nabla H) + \gamma_M(\vec{r}, t) + \gamma_E(\vec{r}, t). \quad (6)$$

Рівняння (6) враховує такі важливі фактори, як втрати (стік) механічної та електричної енергії ММ, що є надзвичайно важливим при діагностування його роботи.

Якщо механічний рух ММ в електричному полі незначно відрізняється від зміни його електромагнітного поля (ЕМП), то можна прийняти, що різниця зміни швидкості механічного руху та електричного поля приблизно дорівнює нулю, тобто $\Delta \vec{v}(\vec{r}, 0) = \vec{v}_M(\vec{r}, \vartheta) - \vec{v}_E(\vec{r}, \vartheta) = 0$. При такому припущенні рівняння перенесення напруженості електричного поля в ММ приймає наступну форму

$$\frac{\partial H}{\partial \vartheta} = \operatorname{div}(D\nabla H) + \gamma_E(\vec{r}, t). \quad (7)$$

Якщо параметр D мало залежить від процесу перенесення, то рівняння (7) спрощується :

$$\frac{\partial H}{\partial \vartheta} = D\nabla^2 H + \gamma_E. \quad (8)$$

Припустимо, що в деякому елементарному об'ємі знаходиться ММ, котрий в деякий момент часу $t > 0$ пов'язується ЕМП напруженістю H_0 . При часі $t \rightarrow \infty$ перехідний процес перенесення електричної енергії в ММ закінчується. Так як параметр γ_E пропорційний напруженості H ЕМП ММ, тобто $\gamma_E = k_H H$, то його зміна в часі може мати тільки дві форми. Першою формою є механічна енергія, яка створювана електричним імпульсом, а другою формою є електромагнітна енергія, яка створюється рухом ММ. Враховуючи, що ММ є електропровідним, який характеризується активним опором, індуктивністю та ємністю, і по якому протікає електричний струм i , створюваним електричним імпульсом, то

вільна складова перехідного процесу, яка характеризує втрату електричної потужності, має вигляд

$$\tau_{2\Pi}^2 \frac{d^2 i}{d\theta^2} + \tau_{1\Pi} \frac{di}{d\theta} + i = 0, \quad (9)$$

де $\tau_{2\Pi}, \tau_{1\Pi}$ - сталі часу перехідного процесу ММ.

Напруженість електричного поля ММ $H_{\Pi} = K_{\Pi} i$, де K_{Π} - стала. Підставимо це рівняння в (9). У результаті маємо

$$\tau_{2K}^2 \frac{d^2 H_{\Pi}}{d\theta^2} + \tau_{1K} \frac{dH_{\Pi}}{d\theta} + H_{\Pi} = 0, \quad (10)$$

де $\tau_{1K} = K_{\Pi} \tau_{1\Pi}$, $\tau_{2K} = K_{\Pi} \tau_{2\Pi}$.

Якщо рахувати, що напруженість ЕЗІ повністю передається ММ, то повинна виконуватися умова

$$H_{\Pi}(\theta) = \Psi \frac{\partial H}{\partial \vartheta}, \quad (11)$$

де Ψ - стала процесу перенесення.

Продиференціюємо ліву і праву частини рівняння (11) по θ . У результаті маємо

$$\frac{\partial H_{\Pi}}{\partial \theta} = \Psi \frac{\partial^2 H}{\partial \vartheta \partial \theta}. \quad (12)$$

З врахуванням (11) і (12) рівняння (8) приймає наступну форму.

$$\frac{\partial H}{\partial \theta} + \Psi \frac{\partial^2 H}{\partial \vartheta \partial \theta} = D \nabla^2 H + \gamma_E. \quad (13)$$

Якщо стала $\Psi \rightarrow \infty$, а $\theta \approx \vartheta$, то $\partial^2 H / \partial \vartheta^2 \rightarrow 0$. У цьому випадку перенесення напруженості ЕМП в ММ відсутнє. При $\Psi = \tau_{\Pi}$ і $\theta = \vartheta$ рівняння (13) приймає наступну форму

$$\tau_{\Pi} \frac{\partial^2 H_{\Pi}}{\partial \vartheta^2} + \frac{\partial H_{\Pi}}{\partial \vartheta} = D \nabla^2 H + \gamma_E. \quad (14)$$

Після переходу від повної похідної до часткової рівняння (14) приймає вигляд

$$\tau_{2\Pi}^2 \frac{d^3 H_{\Pi}}{d\vartheta^3} + \tau_{1\Pi} \frac{d^2 H_{\Pi}}{d\vartheta^2} + \frac{dH_{\Pi}}{d\vartheta} = D \nabla^2 H + \gamma_E. \quad (15)$$

Ліва частина рівняння (15) характеризує зміну напруженості ММ, яка викликає механічну дію, а права – зміну напруженості цього поля. Так як у ММ мають місце втрати напруженості, то, приймаючи, що $\gamma_E = \partial H / \partial t$, де t - час стоку електромагнітної енергії, рівняння (15) набуває такого вигляду

$$\tau_{2\Pi}^2 \frac{d^3 H_{\Pi}}{d\vartheta^3} + \tau_{1\Pi} \frac{d^2 H_{\Pi}}{d\vartheta^2} + \frac{dH_{\Pi}}{d\vartheta} = -D \nabla^2 H - \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (16)$$

Таким чином, електромагнітний процес, який протікає в ММ, описується нелінійним диференціальним рівнянням. Знак «мінус» у рівнянні (16) показує, що має місце зменшення механічної енергії, а відповідно й зменшення електромагнітної енергії в ММ.

Структурно фізичну модель електромагнітних перетворень можна подати у формі реологічних перетворень, як показано на рис. 2.

Згідно з теорією реологічних перетворень в ММ мають місце наступні послідовні переходи:

- ЕЗІ з амплітудою E_0 створює в ММ електродинамічне зусилля E_∂ (зусилля Ампера);
- зусилля E_∂ приводить у механічний рух ММ, переміщаючи на деяку відстань r ;
- вільний механічний рух ММ створює власні механічні коливання з частотою f ;
- власні механічні коливання індукують електрорушійну силу (ЕРС), яка створює напруженість H ЕМП;
- ЕМП створює відповідний імпульс, який дозволяє початок роботи наступного елемента серцевої системи.

Область інтегральної імпульсної дельта функції Дірака показана на електрокардіограмі рис. 2.

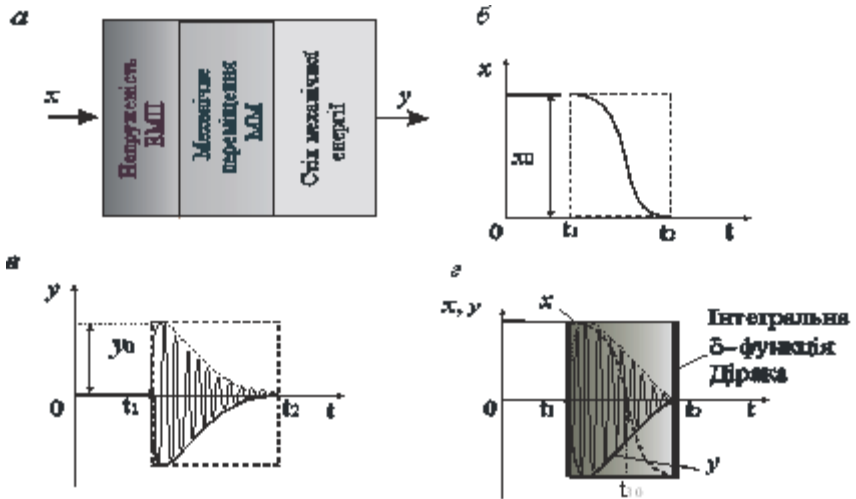


Рис. 2 –Графіки незворотних реологічних перетворень ММ за час t :
 а – фізична модель; б – графік незворотного реологічного перетворення вільного відхилення ММ при припиненні дії ЕЗІ;
 в – графік незворотного реологічного переміщення ММ; г – графік інтегральної імпульсної δ – функції Дірака

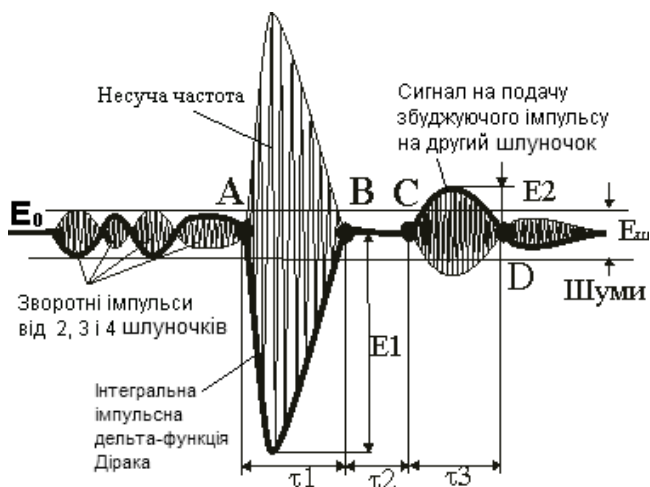


Рис. 3 - Електрокардіограма першого шлуночка серця здорової людини

Виходячи з фізичної моделі роботи м'язу міокарда, рівняння (16) являє собою нелінійну математичну модель, з якої видно, що права її частина описує процес дії напруженості E_3I , а ліва частина – стік напруженості електромагнітного поля за рахунок роботи ММ. Так як електрокардіограма являє собою графік зміни напруги електричного поля в часі t , то сталі часу $\tau_{1П}$, $\tau_{2П}$ а також параметр D і час стоку енергії ЕМП \mathcal{G} повністю визначатимуть роботу першого шлуночка серцевої системи.

Результати досліджень. Аналіз рівняння (16) показує, що права його частина формально описує процес перенесення електричного збуджуючого сигналу в м'яз міокарду за час t і залежить від коефіцієнта перенесення D , який визначає електричні властивості ММ. Чим більший коефіцієнт D , тим менший ризик захворювання інфарктом міокарда. Немаловажне значення має відношення сталих часу $\tau_{1П} / \tau_{2П}$. Як видно з рис. 3, це відношення повинно бути значно меншим 2 для того, щоби амплітуда обвідної напруги E_1 була максимальною, а час дії першого імпульсу τ_1 був достатньо малим (відповідав нормованому значенню здорової людини). Ступінь загасання α_1 зміни цієї напруги повинен бути достатньо великим, не меншим 0,95. Якщо прийняти, що $\alpha_1 = -\tau_{1П} / 2\tau_{2П}^2 \approx 0,95$, то $\tau_{1П} / \tau_{2П} \approx 1,9\tau_{2П}$. Звідси видно, що тривалість імпульсу E_1 визначатиметься сталою часу $\tau_{2П}$. За аналогією роботи мембрани [7] сталі часу дорівнюють: $\tau_{1П} = k_M \beta / \delta$, $\tau_{2П} = \sqrt{m / \delta}$, де k_M - коефіцієнт демпфірування ММ; β - коефіцієнт тертя; δ - жорсткість; m - маса. Виходячи зі сказаного, бачимо, що від-

ношення сталих часу стоку електричної енергії в ММ $N = k_M \beta / \sqrt{m\delta} = 1,9\tau_{2П}$ або $N \approx 0,5k_M \beta \delta$. Можна рахувати, що коефіцієнт тертя β для ММ змінюється незначно, зміною якого можна знехтувати. Так як $N \ll 2$, то з цього випливає, що для оцінки стану роботи першого шлуночка серця необхідно, щоби добуток $k_M \delta$ був достатньо малим.

Висновки. Отримані результати показують, що за трендом роботи м'яза міокарда можна діагностувати роботу серцевої системи з метою прогнозування стану здоров'я людини. Як показують результати. Клінічні експериментальні і теоретичні дослідження показують, що для оцінки стану роботи серцевої системи за електрокардіограмою можна використовувати параметри роботи елементів цієї системи, котрі є характерними для неї і можуть бути визначені за амплітудою напруги $E1$ основного імпульсу (інтегральної імпульсної дельта-функції Дірака) та часом τ_1 його тривалості.

Список літератури: 1. Орлов. В.Н. Руководство по электрокардиографии. – М.: Медицина, - 1984. - 528 с. 2. Дегтярь Г.Я. Электрокардиографическая диагностика. – М.: Медицина, - 1966. -386 с. 3. Минкин Р.Б., Павлов Ю.Р. Электрокардиография и фонокардиография. – Л.: Медицина, - 1980. – 458 с. 4. Стенцель Й.І., Томсон А.В., Рябіченко А.В. Математичні моделі ультразвукових рівнемірів рідин. МНТЖ „Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. –Хмельницький, 2006. №2 (28). – с.55-58. 5. 11. Стенцель Й.І., Томсон А.В. Електродеформаційні процеси в п'єзоелектричних перетворювачах // Системи контролю і управління технологічними процесами : Сборник научных статей / Под общ. ред. В.В. Елисеева. – Луганск: Світлиця, 2006. – С. 144 – 149. 6. Стенцель Й.І., Євсюков В.В., Петросян Л.І., Помсценко А.Ф. Математичні моделі хлопаючи мембран першого роду. Весник національного технічного університета «ХПІ». Сб. науч. Трудов. Тематический выпуск: Приборы и методы неразрушающего контроля. – Харьков: НТУ «ХПИ» - №48. – 2008. - с. 49-55.

Надійшла до редколегії 19.04.2013

УДК 616.12-073.97(035)

Принцип реологічних переходів при діагностуванні роботи серцевої системи електрокардіографічним методом / Й. І. Стенцель, А. В. Рябіченко, Л. І. Петросян, К. А. Літвінов // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 24 –31. Бібліогр.: 6 назв.

У работе приведены результаты исследований электрокардиограмм работы сердца при различных диагностических его заболеваниях. Показано, что сердце представляет собой объект периодического действия, работа которого осуществляется по соответствующим реологическим переходам, которые характеризуются стоком электрической энергии.

Ключевые слова: электрокардиограмма, сердце, реологический переход, диагностика, электрический потенциал, импульс, мышца миокарда.

The results of researches of electrocardiogram of work of the heart at various diseases are given. It is shown that the heart is periodic object. It is shown that work of the heart is carried out on the base of the rheological transitions, which are characterized by power drain.

Keywords: the electrocardiogram, the heart, the rheological transition, the diagnostics, the electrical potential, the impulse, the muscle of infarction.

Й. І. СТЕНЦЕЛЬ, д-р техн. наук, проф. СНУ ім. В.Даля, Луганськ;
К. А. ЛІТВІНОВ, студент, СНУ ім. В.Даля, Луганськ

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОХИБОК ВИМІРЮВАЛЬНОГО КОНТРОЛЮ РІВНЯ РІДИННИХ СЕРЕДОВИЩ

У роботі наведено результати досліджень методичних похибок вимірювання ультразвукових пристроїв контролю рівня рідинних середовищ. Показано, що похибки обумовлені реологічними переходами ультразвукового сигналу і залежать від товщини газового середовища та фізико-параметрів рідини й газу.

Ключові слова: ультразвук, контроль, рівень, методична похибка, вимірювання, час, випромінювач, п'єзоелектричний елемент, рідина.

Вступ. Однією з основних умов підвищення ефективності сучасного виробництва є можливість отримання достатнього обсягу достовірної інформації про стан об'єктів та якість протікання технологічних процесів, зокрема про кількість тої чи іншої рідини в апараті, яка практично у всіх технологічних процесах характеризується за її рівнем при сталих геометричних розмірах технологічного апарату чи ємності. Відома велика кількість методів і приладів контролю та вимірювання рівня рідини в технологічних апаратах, проте далеко не всі вони задовольняють вимоги практики, зокрема точності вимірювань, чутливості, вірогідності контролю, розширення діапазону вимірювань у напрямку малих та великих рівнів. Тому розширення діапазону вимірювання, підвищення точності й вірогідності контролю рівня рідини в технологічних апаратах та ємностях відносяться до важливих науково-технічних задач. Для вимірювального контролю рівня рідинних середовищ у сучасних виробництвах та інших сферах діяльності людини широке розповсюдження набувають безконтактні методи, найбільш оптимальним з яких є ультразвуковий. Він забезпечує достатньо високу точність вимірювального контролю та вірогідність при відносно простому практичному виконанні (по відношенню до інших безконтактних методів) [1]. Ультразвукові засоби контролю рівня (УЗКР) все частіше використовуються в системах господарських розрахунків кількості рідини в ємностях складів, сховищ, водоочисних споруд тощо.

Аналіз останніх досліджень та літератури. У науково-технічній літературі зазначається, що розширити діапазон вимірювання рівня ультразвуковим методом можна за рахунок використовувати п'єзокерамічних елементів з низькою ультразвуковою резонансною частотою (близькою до 30 кГц) або збільшення амплітуди випроміненого сигналу [2,3]. Обидва способи приводять до наявності зони нечутливості, яка визначається відстанню між ультразвуковим випромінювачем (УЗВ) і поверхнею рідинного середовища (ПРС). До того ж чутливість УЗВ залежить від якості виготовлення п'єзокерамічних елементів

© Й. І. Стенцель, К. А. Літвінов, 2013

(ПКЕ), котрі використовуються одночасно у якості як випромінювача, так і приймача ультразвукових сигналів (УЗС). Ці недоліки значно звужують область використання УЗКР. Як правило, принцип роботи сучасних УЗКР полягає у вимірюванні часу проходження УЗС подвійної відстані в газовому середовищі (ГС) до ПРС при заданій амплітуді електричного збуджуючого імпульсу (ЕЗІ). Для підвищення точності та вірогідності вимірювального контролю рівнеміри мають реперний пристрій у вигляді пластини чи шайби, яка розташовується на такій відстані від випромінювача УЗС, щоби відбитий від поверхні репера робочий сигнал не перекривався випроміненими УЗС. За рахунок цього такі рівнеміри мають достатньо велику зону нечутливості [4]. Окрім того на точність вимірювання та вірогідність контролю рівня чинить вплив наявність вторинних ультразвукових ефектів і зміна фізичних параметрів газового середовища. Без урахування вищезазначених особливостей ультразвукового методу контролю неможливе подальше вдосконалення УЗКР та покращення їх метрологічних характеристик.

Мета дослідження, постановка задачі. полягає в дослідженні похибок ультразвукових засобів контролю рівня рідинних середовищ у резервуарах, які використовуються для управління великою кількістю рідких продуктів і мають розширений діапазон вимірювального контролю рівня. Якщо рівень контролюється ультразвуковим методом, заснованим на визначенні часу проходження УЗС відстані між УЗВ і ПРС у ГС, то рівень L рідини в резервуарі визначається за наступною формулою: $L = H - h_{\Gamma}$, де H - висота резервуару; h_{Γ} - відстань від ПРС до ультразвукового приймача (УЗП). Відстань h_{Γ} можна визначити за формулою: $h_{\Gamma} = ct$, де c - швидкість розповсюдження УЗС в ГС (м/с); t - час проходження УЗС цієї відстані (с) [5]. Швидкість розповсюдження УЗС у ГС визначається за наступною формулою: $c = \sqrt{kP/\rho}$, де k - адиабатичний коефіцієнт для газів; P - тиск ГС; ρ - густина ГС. Якщо припустити, що густина ГС підпорядковується рівнянню Менделєєва–Клапейрона, тобто $\rho = M_{\Gamma}P/RT$, де M_{Γ} - молекулярна маса ГС; R - універсальна газова стала; T - температура, то з врахуванням вищенаведених формул рівень рідини в резервуарі визначатиметься за формулою $L = H - ct = H - t\sqrt{kRT/M_{\Gamma}}$, з якої випливає, що рівень L рідини пропорційний часу t , що покладено в основу роботи практично всіх ультразвукових рівнемірів. При цьому в наукових працях не вказується принцип визначення часу проходження УЗС. Якщо поглинання ультразвукової енергії здійснюється за законом Бугера-Ламберта-Бера, то можна прийняти, що й амплітуда e_{Π} УЗС, яка створюється УЗП, зменшуватиметься аналогічно, тобто $e_{\Pi} = f(E_0, h_{\Pi}, t_B)$, де E_0 - амплітуда випромінюючого в ГС УЗС, який створюється УЗВ; h_{Π} - відстань від УЗВ до УЗП; t_B - вимірний час проходження робочим УЗС відстані h_B . У разі використання реперного пристрою, УЗП створює

так званий опорний сигнал, амплітуду якого можна описати наступною функцією: $e_{0П} = f_0(E_0, h_p, t_{PB})$, де h_p - відстань від УЗВ до реперного пристрою; t_p - вимірний час проходження реперним УЗС відстані h_p . Зі сказаного випливає, що вимірний час t_B не є пропорційним вимірюваному рівню L , а час $t_{PB} = \text{var}$ при $h_p = \text{const}$, що викликає відповідні похибки вимірювального контролю.

Матеріали досліджень. Лічильник тактових імпульсів, який призначений для вимірювання часу в УЗКР, включається в роботу при подачі на ПКЕ ЕЗІ і відраховує час до появи на виході УЗП електрорушійної сили (ЕРС), яка створюється тим же ПКЕ, амплітудою $e_{П} > u_0$, де u_0 - опорна напруга, яка може бути сталою, або змінюватися в залежності від величини вимірюваного рівня (рис. 1), на якому показано: УЗС $u_M = f(t)$, котрий формується ПКЕ (рис. 1,а); $u_B = f(t)$, котрий випромінюється в ГС (рис. 1,б), і напруга $e_C = f(t)$, котра створюється ПКЕ при сприйнятті УЗС, відбитого від ПРС (рис. 1,с).

З рис. 1 видно, що при проходженні УЗС від ПКЕ до їх приймача форма сигналу суттєво змінюється, особливо його передній фронт. Так як для забезпечення достовірності роботи УЗКР амплітуда сприймаючого сигналу e_a повинна бути дещо більшою від опорної напруги e_o , то за рахунок деформації переднього фронту сприймаючого сигналу e_c , яка збільшується зі зменшенням рівня рідини, викликаючи похибку вимірювального контролю.

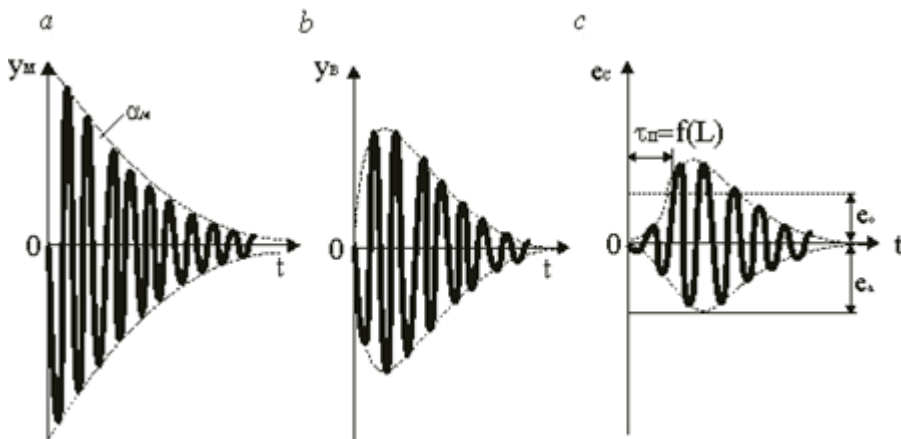


Рис. 1 – Форми ультразвукового сигналу: а – п'єзокерамічного елемента; б – випромінювача; с – приймача

Як показали результати експериментальних досліджень, залежність збільшення часу вимірювального контролю від зменшення рівня рідини (збільшення товщини газового середовища) є нелінійною й має форму близьку до квадратичної (на рис. 2,а показані залежності $\tau_{\Pi} = f(L)$ для води – крива 1, соняшникової олії – крива 2 і керосину – крива 3). Дослідження показали, що на деформацію сприймаючого сигналу впливає також і склад газового середовища. На рис. 2,б показані залежності похибки вимірювального контролю при зміні товщини газового середовища (крива 1 – повітря; крива 2 – вуглекислий газ).

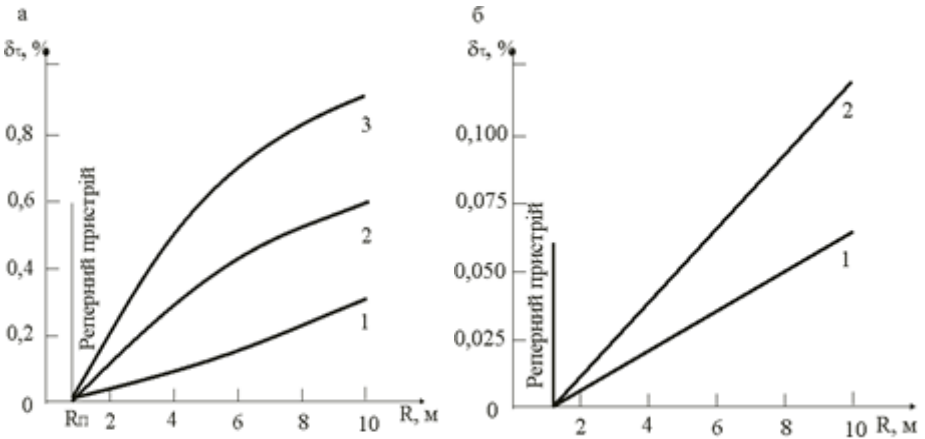


Рис. 2 – Залежності похибки вимірювального контролю, обумовленої зміною часу τ_{Π} від відстані R при зміні: *а* – рідини; *б* – газу

Висновки. Вперше встановлено, що ультразвукові засоби контролю рівня рідинних середовищ, які працюють за принципом вимірювання часу проходження ультразвуковим сигналом подвійної відстані (від УЗВ до ПРС і від ПРС до УЗП) мають методичну похибку вимірювального контролю, яка залежить від рівня рідинного середовища, його фізико-хімічних параметрів, а також від складу газового середовища, в якому розповсюджується УЗС.. Похибка, яка обумовлена складом ГС є незначною і може входити як складова до загальної методичної похибки вимірювання, в той час, як методична похибка, котра обумовлена реологічними перетвореннями УЗС та фізико-хімічними параметрами рідини може бути значною, яку потрібно враховувати при достатньо великих змінах рівня, наприклад, у високих резервуарах. Звідси випливає, що для підвищення точності вимірювального контролю рівня рідинних середовищ, розробка методів, алгоритмів і нових принципів визначення рівня рідинних середовищ ультразвуковим методом є актуальною задачею.

Список літератури: 1. *Бабигов О.И.* Контроль уровня с помощью ультразвука / Бабигов О.И. – Л.: Энергия, 1971. – 98 с. 2. *Стенцель И.И., Томсон А.В.* Математические модели ультразвуковых пьезоэлектрических преобразователей уровня веществ // Вопросы химии и химической технологии. - Днепропетровск: УГХТУ, 2007. – Выпуск №4. – С. 182 – 185. 3. *Стенцель И.И., Томсон А.В., Рябіченко А.В.* Математичні моделі ультразвукових рівнемірів рідин // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2006. - №2. – С. 55 – 58. 4. *Стенцель И.И., Томсон А.В., Рябіченко А.В.* Аналіз похибок вимірювання ультразвукових рівнемірів //Вісник національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади та методи неруйнівного контролю. – Харків: НТУ «ХПІ» - № 48. – 2008. – с. 55-60. 5. *Рябіченко А.В., Євсюков В.В., Стенцель И.И.* Компенсаційний ультразвуковий рівнемір //Вісник національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади та методи неруйнівного контролю. – Харків: НТУ «ХПІ» - № 48. – 2008. – с. 66-71.

Надійшла до редколегії 19.04.2013

УДК 681.586.773

Дослідження похибок вимірювального контролю рівня рідинних середовищ / Й. І. Стенцель, К. А. Літвінов // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 32 – 36. Бібліогр.: 5 назв.

В работе приведены результаты исследований методических погрешностей измерения ультразвуковых устройств контроля уровня жидкостных сред. Показано, что погрешности обусловлены реологическими переходами ультразвукового сигнала и зависят от толщины газовой среды и физических параметров жидкости и газа.

Ключевые слова: ультразвук, контроль, уровень, методическая погрешность, измерение, время, излучатель, пьезокерамический элемент, жидкость.

The results of study of methodological errors in the measurement of ultrasonic monitoring devices of level of liquids are given. It is shown, that the errors are caused by rheological transitions of ultrasonic signal depend on the thickness of the gaseous medium and physical parameters of the liquid and gas.

Keywords: the ultrasound, the control, the level, the methodical error, the measurement, time, the radiation source, the piezoelectric element, the liquid.

СИНАН ТАЛИБ, аспирант ВНУ им. В. Даля, Луганск;
С. Н. ШВЕЦ, канд. техн. наук, доц. ВНУ им. В. Даля, Луганск;
В. В. ЯКОВЕНКО, д-р техн. наук, проф. ВНУ им. В. Даля, Луганск

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФЕКТА ЗУБЧАТОГО КОЛЕСА С ПОМОЩЬЮ ДАТЧИКА ЧАСТОТЫ ВРАЩЕНИЯ

Предложены способы анализа выходных сигналов датчика частоты вращения при определении дефектов зубчатого колеса с оценкой их эффективности.

Ключевые слова: дефект, зубчатое колесо, скорость вращения, обработка, дискретные функции.

Введение. Контроль целостности зубьев шестерни трансмиссий транспортных машин и бронетехники является актуальной технической задачей, особенно в условиях пустыни. Сложность этой задачи заключается в необходимости контроля целостности шестерни непосредственно во время эксплуатации. Для решения этой задачи можно использовать магнитные датчики частоты вращения зубчатого колеса (ЗК), поскольку они обладают достаточно низким порогом чувствительности, высокой надежностью [1] и способны функционировать в условиях загрязненной среды, при высоком уровне вибраций и повышенной температуре. Магнитные датчики частоты вращения формируют сигнал на каждый зуб шестерни и отсутствие одного или нескольких зубьев, а также их износ, можно фиксировать при соответствующей обработке сигналов датчика. Способов анализа выходных сигналов датчика может быть несколько и отличаться они могут достоверностью информации и сложностью алгоритма анализа. В настоящей работе рассматриваются несколько методов обработки сигналов и оценивается их эффективность.

Целью работы является оценка способов обработки выходных сигналов датчика частоты вращения ЗК с целью обнаружения дефектов одного или нескольких зубьев.

Определение дефекта «отсутствие зуба» по средней скорости вращения ЗК.

Прямым методом определения отсутствия зуба зубчатого колеса (ЗК) является подсчет зубьев за один оборот, но при этом требуется дополнительный датчик оборотов, для которого требуется установка на шестерни элемента, дающего возможность фиксировать один оборот ЗК. Установка дополнительного датчика усложняет систему контроля и может быть оправдана лишь в отдельных случаях. С точки зрения информационной надежности этот способ является наиболее приемлемым вариантом.

Наиболее простым по способу обработки выходных сигналов датчиков частоты вращения является определение наличия дефекта по средней скорости вращения ЗК.

Пусть определяется средняя частота вращения ЗК с числом зубьев z , угловой скоростью ω за время t_n , на счетчик при этом поступает N импульсов. Среднее значение скорости, измеренное системой, будет определяться выражением

$$\omega_{cp} = \frac{\alpha}{t_u} = \frac{2\pi N}{z t_u}, \quad (1)$$

или

$$n_{cp} = \frac{60N}{z t_u}, \text{ об/мин} \quad (2)$$

Основные погрешности при определении среднего значения скорости будут погрешности квантования сигнала, воспроизведение квантов измерительного преобразователя и погрешность задания временного интервала t_u . Все перечисленные погрешности могут быть отнесены к разряду случайных, и для них справедливы средние квадратичные оценки.

Погрешность квантования определяется методической и возникает в результате дискретного характера поступающей на вход информации об угле поворота.

Чтобы показания прибора были непосредственно в радианах в секунду, или оборотах в минуту необходимо, чтобы

$$z = \frac{2\pi}{t_u} \cdot 10^m, \text{ или } z = \frac{60}{t_u} \cdot 10^m, \quad m = 0,1,2..k.$$

В этом случае $\omega_{cp} = N \cdot 10^{-m}$ рад/с, $n_{cp} = N \cdot 10^{-m}$ об/мин.

В отсутствие синхронизации между импульсами измерительного преобразователя (дискретного) в интервале измерений t_u основная погрешность квантования имеет треугольный закон распределения, и относительная средняя квадратическая оценка может быть записана как

$$\sigma_N = \frac{1}{\sqrt{6}N} = \frac{1}{\sqrt{6}\omega_{cp}z t_u}. \quad (3)$$

Как следует из формулы (2) при отсутствии зуба в ЗК, то есть при изменении z . Для увеличения чувствительности измерительной системы к этому изменению требуется уменьшить t_u .

Возможен метод определения отсутствия зуба по временному интервалу между двумя соседними импульсами. Длительность каждого интервала между двумя импульсами запоминается и сравнивается с длительностью последующего временного интервала. Если разность временных интервалов превышает допустимый предел, то это является отсутствием зуба ЗК. Для реализации этого метода требуется нестандартная схема обработки сигналов датчиков частоты вращения, что в практике не всегда приемлемо.

Определение наличия дефекта ЗК путем дифференцирования выходного сигнала датчика частоты вращения.

Определить отсутствие зуба в ЗК можно путем дифференцирования дискретного сигнала датчика.

Выходной сигнал измерительных преобразователей в виде импульсов с интервалов следования T_0 подается на устройство дифференцирования. Передаточная функция непрерывного дифференцирующего звена

$$W_{\sigma}(p) = k_0 p \quad (4)$$

где k_0 - коэффициент пропорциональности. Вход и выход дифференцирующего устройства связаны дифференциальным уравнением

$$y(t) = k_0 \frac{dx}{dt} \quad (5)$$

В общем случае, Z –преобразование от передаточной функции (4) не существует, поэтому дискретная передаточная функция цифрового дифференцирующего звена получается из разностного уравнения. Выходной непрерывный сигнал датчика описывается решетчатой функцией [2]

$$x[i] = x(t) \Big|_{t=iT_0},$$

где i - целое число, T_0 - период дискретизации. По решетчатой функции построим интерполяционный полином Лагранжа:

$$L_n(t) \sum_{i=0}^n \Pi_{n+1}(t) x[i] / (t - iT_0) \Pi_{n-1}^i(iT_0)$$

где $\Pi_{n+1}(t) = (t - 0T_0)(t - 1T_0)(t - 2T_0) \dots (t - nT_0)$, тогда $L_n(iT_0) = x[i]$.

Полагая $(t - 0T_0) / T_0 = q$, получаем

$$\Pi_{n+1}(t) = T_0^{n+1} \cdot q \cdot (q - 1) \dots (q - n) = T^{n+1} q^{n+1} \text{ и}$$

$$\Pi_{n+1}(iT_0) = (iT_0 - 0T_0)(iT_0 - 1T_0) \dots (iT_0 - nT_0) = (-1)^{n-i} T^n i!(n-i)!,$$

следовательно, для полинома Лагранжа справедливо:

$$L_n(t) = \sum_{i=0}^n (-1)^{n-i} x[i] / [i!(n-i)!] \cdot q^{n+1} / (q - i), \quad (6)$$

Учитывая, что $\frac{dt}{dq} = T_0$, получаем

$$x'(t) \approx L'_n(t) = \frac{1}{T_0} \sum_{i=0}^n \frac{(-1)^{n-i} x[i]}{i!(n-i)!} \cdot \frac{d}{dq} \left\{ \frac{q^{[n+1]}}{q-i} \right\}, \quad (7)$$

Как видно из формулы (7) величина первой производной обратно пропорциональна T_0 и при отсутствии зуба может увеличиваться в 2 раза.

Из уравнения (7) можно вывести разностные уравнения для программной реализации алгоритма цифрового дифференцирования при различном количе-

стве точек входного сигнала, используемых в цикле вычисления значений производной. Получим разностные уравнения для программной реализации алгоритма цифрового дифференцирования и определим их погрешности дифференцирования для различного числа точек. Для $n=1$ имеем

$$L_1(t) = \sum_{i=0}^1 (-1)^{1-i} x[i] / [i!(1-i)!] \cdot q^2 / (q-i) = -x[0](q-1) + x[1]q,$$

Учитывая, что $\frac{dt}{dq} = T_0$, получаем $x'(t) \approx L_1'(t) = \{x[1] - x[0]\} / T_0$, или в общем виде

$$x'(t) = \{x[i] - x[i-1]\} / T_0. \quad (8)$$

Погрешность дифференцирования для разностного уравнения (8) будет равна $k_1'(iT_0) = T_0 x''(\xi) / 2$.

Применив Z-преобразование к разностному уравнению (8), получим $x'[z] = k_0 x(z)(1 - z^{-1}) / T_0$. Тогда дискретная передаточная функция устройства дифференцирования будет иметь вид

$$D(z) = k_0(1 - z^{-1}) / T = b_0(1 - z^{-1}), \quad (9)$$

где $b_0 = k_0 / T$.

На рис. изображена структурная схема алгоритма программной реализации дискретной передаточной функции. Сигнал $x'(t)$ будет изменяться по закону

$$\begin{cases} x'[0] = 0 \\ x'[1] = k_0 x[1] / T_0 \\ x'[2] = k_0 \{x[2] - x[1]\} / T_0 \\ \dots\dots\dots \\ x'[n] = k_0 \{x[n] - x[n-1]\} / T_0 \end{cases}.$$

С учетом задержки τ вносимой устройством дифференцирования при реализации алгоритма

$$D(z) = b_0(1 - z^{-1})e^{-\tau}, \text{ а при } \tau = T_0$$

$$D(z) = k_0(1 - z^{-1})z^{-1}.$$

Частотные характеристики устройства дифференцирования

$$W(e^{j\omega T_0}) = b_0(1 - \cos \omega T_0 + j \sin \omega T_0), \quad (10)$$

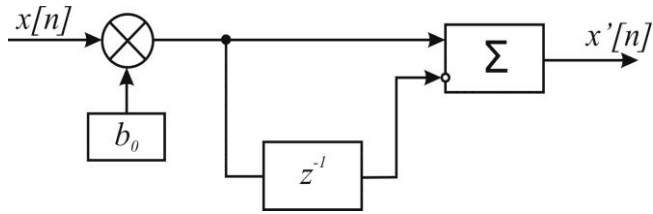


Рис. - Структурная схема программной реализации дискретных передаточных функций

Модулем (10) является

$$|W(e^{j\omega T_0})| = b_0 \sqrt{(1 - \cos \omega T_0)^2 + \sin^2 \omega T_0}. \quad (11)$$

Если учесть запаздывание на $\tau = T_0$

$$W(e^{j\omega T_0}) = b_0 [(\cos \omega T_0 - \cos 2\omega T_0) - j(\sin \omega T_0 - \sin 2\omega T_0)].$$

Если расчет дифференцирующего устройства произвести для $n=2$, то имеем

$$L_2(t) = \sum_{i=0}^2 (-1)^{2-i} x[i] / [i!(2-i)!] \cdot q^3 / (q-i),$$

$$x'(t) = \frac{1}{T_0} \left\{ \frac{1}{2} x[0](2q-3) - x[1](2q-2) + \frac{1}{2} x[2](2q-1) \right\}, \quad (12)$$

в частности для первой производной $x'[iT_0]$, ($i=0,1,2,\dots$) получается

$$\begin{cases} x'[0] = \frac{1}{2T_0} (-3x[0] + 4x[1] - x[2]) \\ x'[1] = \frac{1}{2T_0} (-3x[0] + x[2]) \\ x'[2] = \frac{1}{2T_0} (x[0] - 4x[1] + 3x[2]) \end{cases} \quad (13)$$

В общем случае разностные уравнения (13) можно записать в виде

$$\begin{cases} x'[i] = k_0 (-3x[i] + 4x[i+1] - x[i+2]) / 2T \\ x''[i] = k_0 (-x[i-1] + x[i+1]) / 2T \\ x'''[i] = k_0 (x[i-2] - 4x[i-1] + 3x[i]) / 2T \end{cases}, \quad (14)$$

из выражения (14) можно получить передаточные функции алгоритма дифференцирования

$$\begin{cases} D'[z] = x'(z) / x(z) = k_0(-3 + 4z^{+1} - z^{+2}) / 2T \\ D''[z] = x'(z) / x(z) = k_0(-z^{-1} + z^1) / 2T \\ D'''[z] = x'(z) / x(z) = k_0(z^{-2} - 4z^{-2} + 3z) / 2T \end{cases} .$$

Для программной реализации алгоритмов цифрового дифференцирования в реальном масштабе времени надо использовать $D''[z]$, поскольку в ней используются предыдущие значения решетчатой функции входного сигнала в моменты времени $(i-2)$, $(i-1)$, а не в последующие $(i+2)$, $(i+1)$, как в $D'[z]$. В дискретную передаточную функцию $D'''[z]$ вводится дополнительное запаздывание на один такт, так как в реальном масштабе времени в момент iT_0 нет значения входного сигнала $x[i+1]$ в момент времени $(i+1)T_0$. Тогда $D'''[z]$ принимает вид

$$D'''[z] = \frac{k_0}{2T}(1 - z^{-2}) .$$

Величина $x'''[n]$ несет информацию о поломке зуба ЗК.

Выводы. Предложены три метода обработки выходных сигналов датчика частоты вращения: метод, основанный на анализе средней скорости вращения ЗК; метод числового дифференцирования выходных сигналов датчика частоты вращения и метод аппаратного анализа характеристики сигналов датчика.

Список литературы: 1. Яковенко В.В. Магнитные датчики механических величин / В.В. Яковенко // Датчики и методы повышения их точности. Учеб. пособие. – К.: Вища школа, 1989. – с. 57-109. 2. Шрюфер Э. Обработка сигналов: цифровая обработка дискретных сигналов / Э. Шрюфер // Под ред. В.Б. Бабасе. – К.: Лето 96.–1995. –320 с.

Надійшла до редколегії 30.04.2013

УДК 621.318

Определение дефекта зубчатого колеса с помощью датчика частоты вращения / Си-нан Талиб, С. Н. Швец, В. В. Яковенко // Вісник НТУ «ХП» Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХП», 2013. – № 34 (1007). – С. 37–42. – Бібліогр.: 2 назв.

Пропонуються способи аналізу вихідних сигналів датчика частоти обертів при визначенні дефектів зубчатого колеса з оцінкою їх ефективності.

Ключові слова: дефект, зубчате колесо, швидкість обертання, обробка, дискретні функції.

Methods of the analysis of output signals sensor of rotating speed are offered in case of identification cogwheel defects with an assessment of their efficiency.

Keywords: defect, cogwheel, rotational speed, processing, the discrete functions.

В.Д. РЫЖИКОВ, д-р физ.-мат. наук, проф. ИСМА НАНУ, Харьков;
А.Д. ОПОЛОНИН, зам. зав.отд. ИСМА НАНУ, Харьков;
В.Г. ВОЛКОВ, науч. сотр. ИСМА НАНУ, Харьков;
Е.К. ЛИСЕЦКАЯ, канд. хим. наук, старш. науч. сотр. ИСМА НАНУ,
Харьков;
С.Н. ГАЛКИН, канд. хим. наук, зав. лаб. ИСМА НАНУ, Харьков;
Е.Ф. ВОРОНКИН, канд. техн. наук, старш. науч. сотр. ИСМА НАНУ,
Харьков

ТРЕХЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЦИФРОВАЯ РАДИОГРАФИЯ ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВ С МАЛЫМ ЭФФЕКТИВНЫМ АТОМНЫМ НОМЕРОМ

Показана возможность разделения веществ по эффективному атомному номеру Z_{eff} методом трехэнергетической радиографии. Используя энергетическую зависимость эффективности поглощения рентгеновского излучения сцинтиллятором различной толщины (или состава), варьируя анодное напряжение на рентгеновской трубке и фильтры для каждого устройства, специальное программное обеспечение позволяет реконструировать изображение инспектируемого объекта в различных энергетических областях. Используя источник рентгеновского излучения и специально подобранные типы сцинтилляторов, мы можем достичь точности определения Z_{eff} до 95%, что значительно лучше по сравнению с традиционными системами инспекции для обнаружения взрывчатых веществ.

Ключевые слова: трехэнергетическая цифровая радиография, детектор, эффективный атомный номер, изображение.

Введение. На сегодняшний день, наибольшее распространение для выявления опасных вложений в ручной клади и багаже получил метод двухэнергетической цифровой радиографии (ДЭЦР) [1,2,3]. При помощи этого метода в содержимом багажа предметы удается разделять по эффективному атомному номеру (Z_{eff}) и используя трехцветную палитру идентификации получить цветное изображение, где:

"легким" веществам с $Z_{\text{eff}} < 10$ присваивают оттенки оранжевого цвета;

"средним" веществам с $10 < Z_{\text{eff}} < 20$ присваивают оттенки зеленого цвета;

"тяжелым" веществам с $Z_{\text{eff}} > 20$ присваивают оттенки синего цвета.

Основная часть опасных и запрещенных вложений в багаже (наркотики, взрывчатка, медикаменты и др.) относятся к "легким" веществам и любое повышение точности определения Z_{eff} улучшает вероятность их обнаружения.

ДЭЦР использует принцип раздельной регистрации "мягкой" и "жесткой" составляющих спектра рентгеновского излучения, прошедшего через исследуемый объект.

Недостатком этого метода является существенное перекрытие энергетических диапазонов чувствительности низко- и высокоэнергетических детекторов, что приводит к снижению точности разделения веществ по Z_{eff} . Мы сделали

попытку повысить уровень идентификации материалов, используя трехэнергетический приемно-детектирующий тракт. Поставленная задача решалась с помощью коллиматора, формирующего 3 веерных пучка. В каждом веерном пучке при помощи выбора анодного напряжения рентгеновского излучателя и фильтров из различных материалов (медь, алюминий и др.) можно получить теневые рентгеновские изображения объектов контроля (ОК) в различных спектральных диапазонах.

Цель нашей работы – исследование возможности повышения точности разделения веществ с близкими эффективными атомными номерами Z_{eff} методом трехэнергетической радиографии.

Решение поставленной задачи осуществлялось двумя способами:

1) Используя энергоселективные свойства трех линеек детекторов, за одно сканирование может быть получено три изображения ОК в различных энергетических диапазонах при одном выбранном анодном напряжении источника рентгеновского излучения [4,5]. Достоинством этого способа можно считать высокую скорость получения изображений, недостатком – существенное перекрытие энергетических диапазонов при получении изображения.

2) Используя высокую точность позиционирования механизма перемещения ОК можно последовательно получить три изображения ОК при трех различных анодных напряжениях и при различных условиях фильтрации с последующим совмещением трех изображений, полученных в трех энергетических диапазонах [4,5].

В последнем случае достигается наилучшее энергетическое разделение.

Методика эксперимента

Основным чувствительным элементом трехэнергетической цифровой рентгенографической системы является детектор рентгеновского излучения типа сцинтиллятор-фотодиод (СЦ-ФД).

Схема трехэнергетического сканера показана на рис. 1

Описание установки и режимов измерения.

Рентгеновский излучатель

- анодное напряжение 40-160кВ

- ток трубки выбирается ниже уровня перегрузки АЦП в пределах 0,1-19мА

Механизм перемещения

- шаг перемещения 0,1-4мм

- максимальный ход столика 450мм

Приемно-детектирующий тракт

Детекторы

Тип детекторов – сцинтиллятор-фотодиод (СЦ-ФД)

- количество каналов в одном модуле -16

- шаг детекторов в линейке - 1,6мм

- сцинтиллятор - ZnSe(Te)

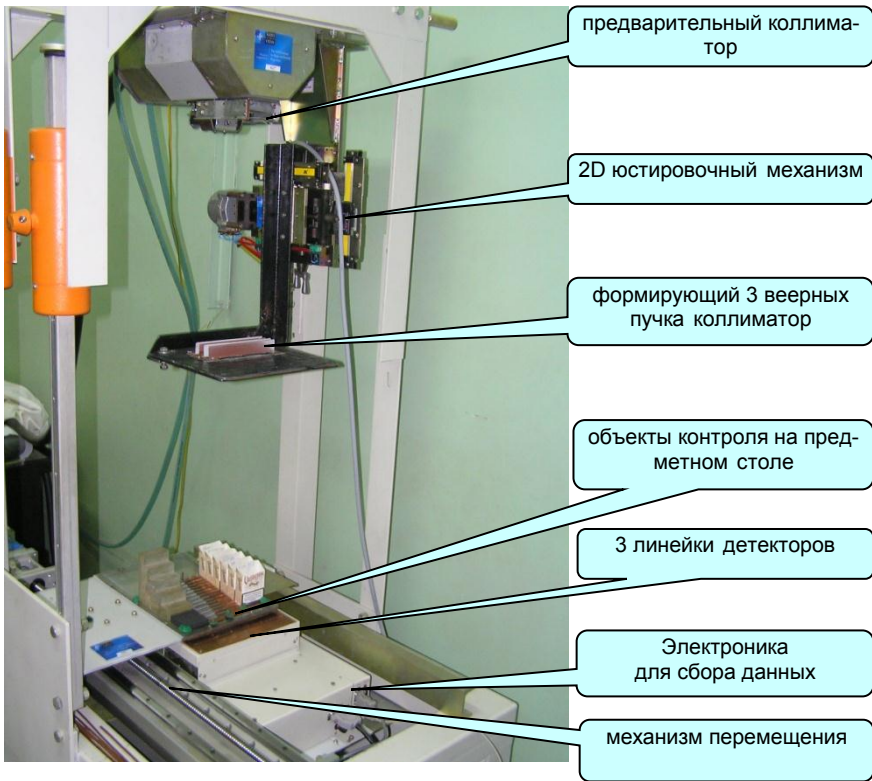


Рис. 1 – Общий вид макета мультиэнергетического сканера

- толщина сцинтиллятора:
- низкоэнергетический детектор (НED) - 0,6мм
- среднеэнергетический детектор (СЕД) - 1,5мм
- высокоэнергетический детектор (ВЕД) - 3,5мм
- количество линеек детекторов - 3
- количество каналов детектирования - 3x128 (384)

Ключевым моментом разделения веществ в мультиэнергетической радиографии является отличие коэффициентов полного поглощения (массовых или линейных) для различных веществ в разных энергетических диапазонах.

Как было показано в [4,5,6] на примере "легкого" вещества как мышечная ткань и более "тяжелой" кости, наиболее существенное различие массовых коэффициентов ослабления можно наблюдать, начиная с энергий 60-70кeB.

- НED – $U_a=40kV$, $I_a=10.5\text{ mA}$, фильтр – Al толщиной 2мм
- СЕД – $U_a=60kV$, $I_a=13.4\text{ mA}$, фильтр – Al толщиной 12мм
- ВЕД – $U_a=90kV$, $I_a=14.9\text{ mA}$, фильтр – Cu толщиной 2мм

Уровни калибровки:

Без ОК ("световая" калибровка) – $I_{\text{Light}}=60000$ (в кодах АЦП)

Без рентгеновского излучения ("темновая" калибровка) – $I_{\text{Dark}}=250$ (в кодах АЦП)

Методика разделения веществ по Z_{eff} для трехэнергетической радиографии.

Исходя из выбранных условий эксперимента можно для трех энергетических диапазонов выбрать три эффективные энергии облучения ОК исходя из предположения:

$$E_{\text{эфф}} \approx (2/3) \cdot E_{\text{макс}} \quad (1)$$

Тогда $E_1=27,7\text{кеВ}$; $E_2=40\text{кеВ}$; $E_3=60\text{кеВ}$.

Полученные в эксперименте сигналы от трех ЛД обозначим Н, М, L для детекторов высоких, средних и низких энергий соответственно. Тогда, на примере значений массовых коэффициентов ослабления, приведенных в [5, 6], можно пояснить принцип мультиэнергетического разделения веществ.

Предположим, что нами получено три значения сигнала (Н, М, L) для каждого пикселя изображения, при использовании трех монохроматических источников излучения с энергиями $E_1=27,7\text{кеВ}$; $E_2=40\text{кеВ}$; $E_3=60\text{кеВ}$. Тогда, эти сигналы можно описать следующим образом:

$$L = I_0 \cdot e^{-\mu(E_1) \cdot \rho \cdot x} \quad (2)$$

$$M = I_0 \cdot e^{-\mu(E_2) \cdot \rho \cdot x} \quad (3)$$

$$H = I_0 \cdot e^{-\mu(E_3) \cdot \rho \cdot x} \quad (4)$$

где x – линейный размер ОК в направлении распространения излучения, $\mu(E)$ – массовый коэффициент ослабления, ρ – плотность вещества, $I_0 = I_{\text{Light}} - I_{\text{Dark}}$ – максимальный уровень сигнала при отсутствии ОК.

Одной из основных характеристик вещества в радиографии является энергетическая зависимость массового коэффициента ослабления $\mu(E)$. Поэтому, восстановление зависимости $\mu(E)$ можно считать приоритетным для поиска различий между веществами, входящими в ОК (например, взрывчатка, наркотики, медикаменты и др. вещества с $Z_{\text{eff}} < 10$).

Из выражений (2-4), для каждого пикселя трехэнергетического изображения можно вычислить три значения параметра $\mu(E) \cdot \rho \cdot x$:

$$\mu(E_1) \cdot \rho \cdot x = \text{Ln}(I_0 / L) \quad (5)$$

$$\mu(E_2) \cdot \rho \cdot x = \text{Ln}(I_0 / M) \quad (6)$$

$$\mu(E_3) \cdot \rho \cdot x = \text{Ln}(I_0 / H) \quad (7)$$

В левой части выражений (5-7) стоит произведение неизвестных априори характеристик вещества – толщины, плотности и массового коэффициента

ослабления. Используя три энергетических диапазона можно получить два независимых соотношения для массового коэффициента ослабления:

$$\mu_{H/M} = \frac{\mu(E_3)}{\mu(E_2)} = \frac{\text{Ln}(I_0/H)}{\text{Ln}(I_0/M)} \quad (8)$$

$$\mu_{M/L} = \frac{\mu(E_2)}{\mu(E_1)} = \frac{\text{Ln}(I_0/M)}{\text{Ln}(I_0/L)} \quad (9)$$

Выражения (8) и (9) не содержат плотности и толщины ОК и позволяют провести кусочно–линейную аппроксимацию $\mu(E)$ для двух диапазонов энергий I) $E_1 \div E_2$ и II) $E_2 \div E_3$ (см. рис. 2.).

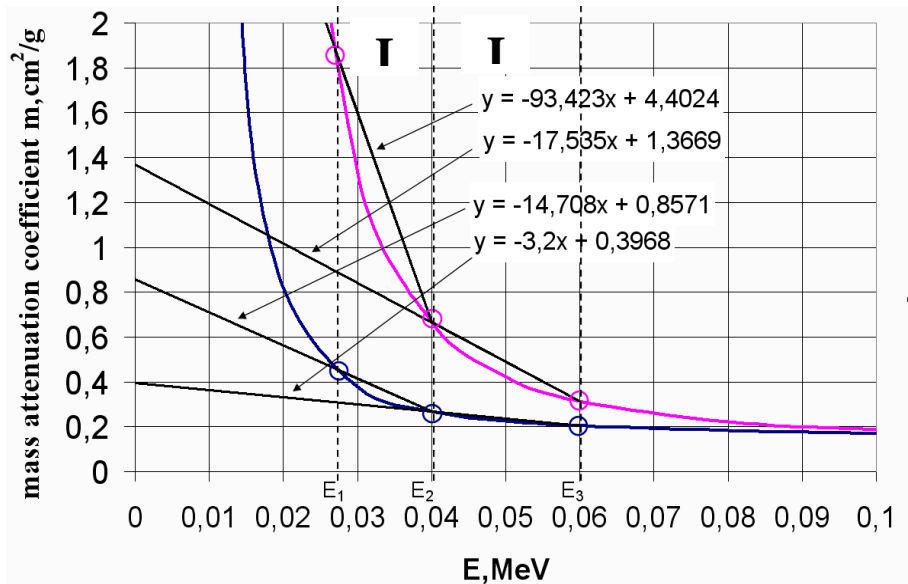


Рис. 2 – Кусочно-линейная аппроксимация массового коэффициента ослабления $\mu(E)$ для двух различных веществ в двух энергетических диапазонах

Для аппроксимирующей линейной зависимости:

$$\mu(E) = a \cdot E + b \quad (10)$$

константа a определяет угол наклона прямой и существенно зависит от материала вещества. Константа b зависит от целого ряда условий и не может быть просто вычислена при помощи сигналов, полученных в ходе эксперимента. Поэтому, константе b можно присвоить не нулевое фиксированное значение.

Тогда, для I) энергетического диапазона можно записать следующее выражение:

$$\mu_{M/L} = \frac{\mu(E_2)}{\mu(E_1)} = \frac{a_I \cdot E_2 + b}{a_I \cdot E_1 + b} \quad (11)$$

откуда находим:

$$a_I = \frac{\mu_{M/L} - 1}{E_2 - E_1 \cdot \mu_{M/L}} \cdot b \quad (12)$$

Аналогично для II) энергетического диапазона:

$$a_{II} = \frac{\mu_{H/M} - 1}{E_3 - E_2 \cdot \mu_{H/M}} \cdot b \quad (13)$$

Таким образом, подставляя значения для $\mu_{M/L}$ и $\mu_{H/M}$ из выражения (8) и (9), можно для каждой точки изображения вычислить a_I и a_{II} . Применяя двух-координатную палитру идентификации $x = H$, $y = a_{II}/a_I$ удастся разделить имитаторы взрывчатых веществ (см. рис.3) даже с малым различием Z_{eff} (от 7,08 до 8,07).

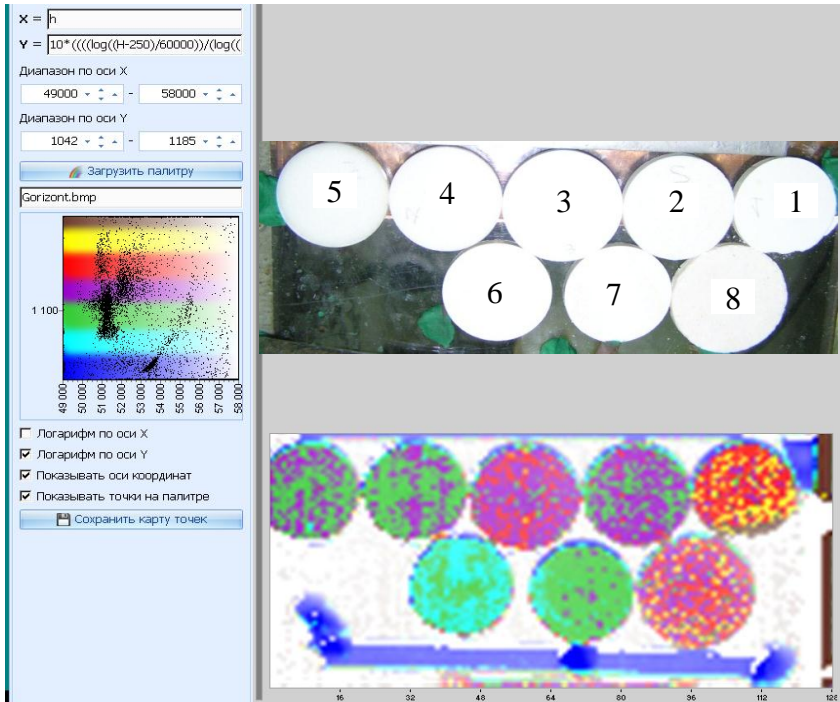


Рис. 3 – Имитаторы взрывчатых веществ. Фотография и трехэнергетическое рентгеновское изображение с применением двумерной палитры.

Результаты

Тестовые образцы.

№1 TNT $Z_{\text{eff}} = 7,08$

№2 Пироксилин $Z_{\text{eff}} = 7,34$

№3 Гексоген $Z_{\text{eff}} = 7,22$

№4 ТЭН $Z_{\text{eff}} = 7,38$

№5 Амматол $Z_{\text{eff}} = 7,41$

№6 Пироксилин $Z_{\text{eff}} = 8,07$

№7 Пироксилин $Z_{\text{eff}} = 7,51$

№8 Гексоген $Z_{\text{eff}} = 7,12$

Применяя трехкоординатную палитру идентификации RGB, где $R=H$, $G=$ a_I , $B=$ a_{II} также удается увидеть различия в Z_{eff} тестовых объектов (см. рис. 4). Кроме того, применение трехмерной палитры позволяет более детально видеть неоднородности (уплотнения) в средней части тестовых образцов (см. рис. 5.).

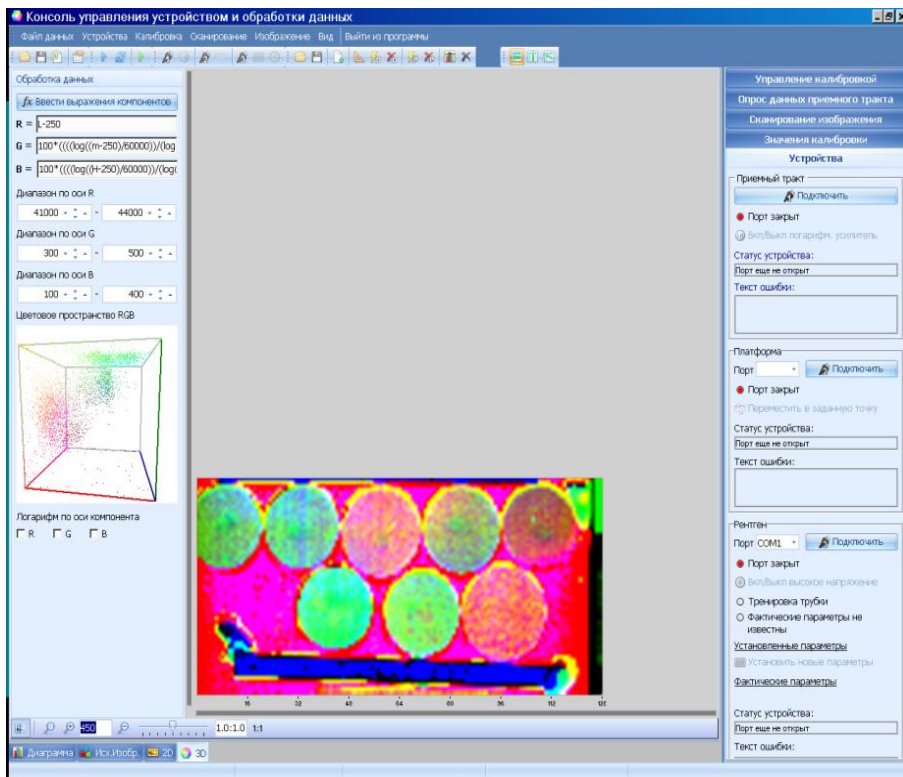


Рис. 4 – Имитаторы взрывчатых веществ. Трехэнергетическое рентгеновское изображение с применением трехмерной RGB палитры

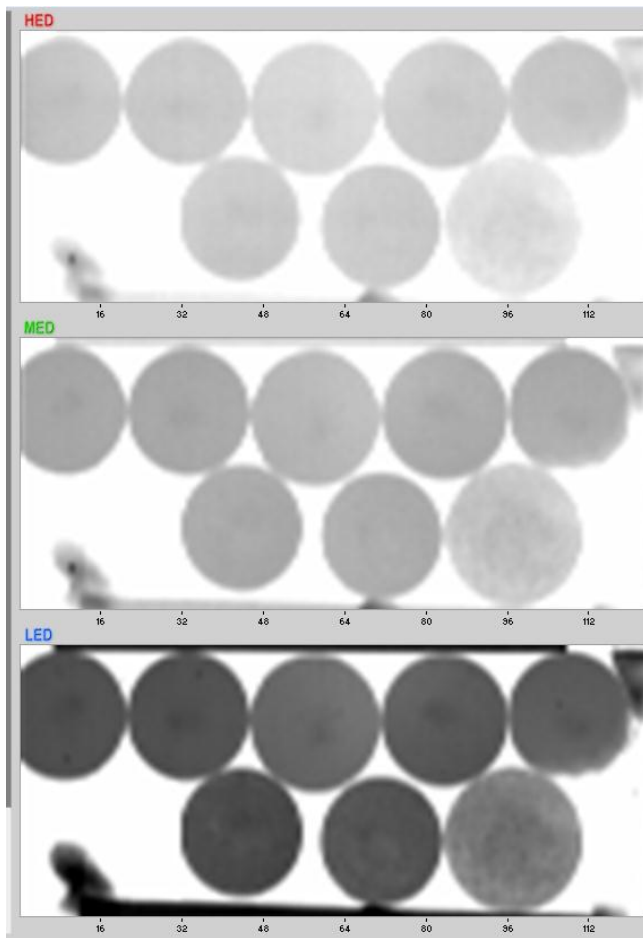


Рис. 5 – Теневые рентгеновские изображения, полученные на детекторах высоких, средних и низких энергий (HED, MED и LED соответственно)

Выводы. Применение метода мультиэнергетической радиографии для систем с монохроматическими рентгеновскими фильтрами может существенно повысить точность разделения веществ по эффективному атомному номеру [7]. Показано, что используя источник рентгеновского излучения и специально подобранные сцинтилляторы различной толщины или состава, варьируя анодное напряжение и фильтры, мы можем достичь точности определения Z_{eff} до 95%, что значительно лучше по сравнению со стандартными инспекционными системами для обнаружения взрывчатых веществ.

Предложенный метод реконструкции массового коэффициента ослабления с применением более чем трех энергий, может не только существенно повысить точность разделения веществ по Z_{eff} , но и учесть особенности химического состава ОК.

Оптимальный выбор энергий $E_1, E_2, E_3 \dots$ может повысить чувствительность метода к определенным типам взрывчатых веществ.

Благодарность: эта работа была частично проведена при поддержке проекта NATO SFR-982823.

Список літератури: 1. *Ryzhikov V.D.*, "Nuclear Radiation Detection Scintillators based on ZnSe(Te) crystals," in Proc. of 2011 MRS Spring Meeting, 134, 2011, mrs11-1341-u04-07. 2. *Harrison R.M.*, "Digital radiography – a review of detector design," Nuclear Instrum. and Meth., vol. A310, p.p.24-34, 1991. 3. *Ryzhikov V.D., Naydenov S.V., Onyshenko G.M et al.* "A spectrometric approach in radiography for detection of materials by their effective atomic number", Nuclear Instrum. and Meth., vol. A 603, p.p.349-354, 2009. 4. *Ryzhikov V.D., Opolonin O.D., Lysetska O.K. et al.* "X-ray radiation detectors of "scintillator-photodiode" type for security and non destructive testing," in Proc. of NSS-MIC-RSTD, 2011, p.p. 2204 – 2207. 5. *Ryzhikov V.D., Grinyov B.V., Opolonin O.D et al.* "Capabilities of Dual-Energy X-Ray Imaging in Medicine and Security," in Proc. of SPIE, 2012, Vol.8509, p.p.85090J-1 - 85090J-7. 6. *Grinyov B.V., Ryzhikov V.D., Lecoq P, et al.*, "Dual-energy radiography of bone tissues using ZnSe-based scintielectronic detectors," Nuclear Instrum. and Meth., vol.A 571, p.p.399–403, 2007. 7. *Naydenov S.V., Grinyov B.V., Ryzhikov V.D.* "X-ray radiographic method of recognition of materials and device for its realization", U.S. Patent 7912177, March 22, 2011.

Надійшла до редколегії 15.04.2013

УДК [620.179.152:004.67]: 539.1.074.3

Трехэнергетическая цифровая радиография для разделения веществ с малым эффективным атомным номером / В.Д. Рыжиков, А.Д. Ополонин, В.Г. Волков, Е.К. Лисецкая, С.Н. Галкин, Е.Ф. Воронкин // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 43 – 51. – Бібліогр.: 7 назв.

Показана можливість розподілу речовин по ефективному атомному номеру Z_{eff} методом трьохенергетичної радіографії. Використовуючи енергетичну залежність ефективності поглинання рентгенівського випромінювання скінтілятором різної товщини (чи складу), варіюючи анодну напругу на рентгенівській трубці і фільтри для кожного пристрою, спеціальне програмне забезпечення дозволяє реконструювати зображення інспектованого об'єкту в різних енергетичних областях. Використовуючи жорсткий рентген і спеціально підібрані типи скінтіляторів, ми можемо досягти точності визначення Z_{eff} до 95%, що значно краще в порівнянні з традиційними системами інспекції для виявлення вибухових речовин.

Ключові слова: трьохенергетична цифрова радіографія, детектор, ефективний атомний номер, зображення.

A possibility has been shown of separation between substances with small effective atomic numbers Z_{eff} by the approach of the three-energy digital radiography for increasing the detection probability of explosives. Using differential energy sensitivity of detectors of different thickness (or composition), varying X-ray source anode voltages and filter for each array, special software it is possible to reconstruct images of the control object at the different energy scales. It was shown that using standard (rough) X-ray beams and specially-chosen scintillator types, we can achieve accuracy in determination of Z_{eff} up to 95%, that significantly better as compared with systems based on conventional X-ray inspection.

Keywords: the three-energy digital radiography, detector, effective atomic number, image.

Реле містить проміжний трансформатор струму із трьома первинними обмотками: диференційна і дві зрівняльних та двома вторинними обмотками: короткозамкнена для компенсації впливу кидків струму при включенні трансформатора під напругу і робочу обмотку, до якої підключене виконавче реле струму типу РТ-40/0,02. Виконавче реле спрацьовує від ЕРС, індукованої результуючим магнітним потоком спрацьовування, створеним диференційною обмоткою й однієї або двома зрівняльними. Магнітний потік спрацьовування створюється магніторушійною силою (МРС) спрацьовування, яка для реле РНТ-565 дорівнює $F_{cp} = 100$ ампервитків і визначається за формулою

$$F_{cp} = \sum(IW) = I_d W_d + I_{y1} W_{y1} + I_{y2} W_{y2} = 100 \text{ А},$$

де I_d, I_{y1}, I_{y2} — струми через диференційну і зрівняльні обмотки;

W_d, W_{y1}, W_{y2} — кількість витків обмоток, що регулюється ступінчасто.

Методика розрахунку диференційного захисту полягає у визначенні уставки спрацьовування реле, схеми вмикання зрівняльної обмотки та розрахунку кількості витків проміжного трансформатора.

Аналіз літератури. Згідно відомої методики розрахунку реле [1] струм спрацювання вибирається з двох умов. За першою умовою струм спрацювання захисту дорівнює

$$I_{c.z} = \kappa_n \cdot I_{нб.p}, \quad (1)$$

де $\kappa_n = 1,3$ — коефіцієнт надійності;

$I_{нб.p}$ — розрахунковий струм небалансу, який дорівнює

$$I_{нб.p} = 0,1 \cdot I_{кз.м} + \Delta N_T \cdot I_{кз.м} + \frac{\omega_p - \omega_y}{\omega_p} I_{кз.м}, \quad (2)$$

де $I_{кз.м}$ — максимальний струм к.з. в первинній обмотці трансформатора при зовнішньому к.з.;

$\Delta N_T = 0,1$ — половина діапазона регулювання коефіцієнта трансформації;

ω_p, ω_y — розрахункові та прийняті значення кількості витків для робочої (диференційної) обмотки реле

За другою умовою струм спрацювання захисту дорівнює

$$I_{c.z} = \kappa_n \cdot I_{н.м}, \quad (3)$$

де $\kappa_n = 1,3-1,5$ — коефіцієнт надійності;

$I_{н.м}$ — номінальний струм первинної обмотки трансформатора.

Недоліки цієї методики:

1) розрахунок струму небалансу проводиться без попереднього вибору трансформаторів струму, різниця вторинних струмів яких і створює струм небалансу;

2) методика не вказує конкретно в коло трансформатора струму первинної чи вторинної обмоток силового трансформатора вмикати зрівняльну обмотку проміжного трансформатора реле РНТ;

3) згідно цієї методики струм небалансу розраховується за два рази: в першому разі на враховується третя складова в рівнянні (2) струму небалансу, а потім за другим разом після розрахунку кількості витків диференційної обмотки струм небалансу уточнюється;

4) одночасно виникає питання, якщо реле РНТ забезпечує струм небалансу близький до нуля, то навіщо його враховувати при розрахунку уставки спрацювання реле?

Мета статті і постановка задачі. Удосконалити існуючу методику розрахунку у відповідності до принципу роботи реле РНТ, а саме: обґрунтувати схему вмикання зрівняльної обмотки, отримати формули для розрахунку кількості витків обмоток, виходячи з величини струму небалансу для конкретно вибраних трансформаторів струму.

Матеріали та результати досліджень. Методику удосконалюємо виходячи з того що реле не повинно спрацювати при трифазному зовнішньому к.з., тобто, струм небалансу близький до нуля (нульовий струм небалансу встановити неможливо з причини неможливості встановлення дробної кількості витків). Це здійснюється за рахунок послідовного включення з диференційною обмоткою зрівняльної обмотки, яка вмикається у вторинне коло трансформатора струму з меншим значенням струму.

Розглянемо це детальніше. При включенні реле РНТ на різницю вторинних струмів трансформаторів струму ТАВН і ТААН (див. рис.1) при трифазному зовнішньому к. з. через диференційну обмотку протікає струм небалансу $I_{НБ}^{(3К)}$

$$I_{НБ}^{(3К)} = I_{2ТАВН}^{(3К)} - I_{2ТААН}^{(3К)}, \quad (4)$$

де $I_{2ТАВН}^{(3К)}$, $I_{2ТААН}^{(3К)}$ — вторинні струми трансформаторів струму ТАВН і ТААН при трифазному зовнішньому короткому замиканні.

Струм небалансу (4) створює МРС небалансу $F_{НБ} = W_{д} \cdot I_{НБ}$ і магнітний потік небалансу $\Phi_{НБ}$, який можна компенсувати, тобто, наблизити до нуля ($\Phi_{НБ} = 0$) додатковим магнітним потоком від зрівняльної обмотки. Для цього зрівняльну обмотку необхідно включати у вторинне коло трансформатора струму з меншим значенням струму.

Розрахунок диференціального захисту на реле РНТ полягає у визначенні уставки (струму) спрацювання реле, схеми включення зрівняльної обмотки й

у розрахунку кількості витків обмоток. Уставку спрацьовування реле РНТ розраховуємо згідно формули (3) існуючої методики, виходячи з відстройки від кидка струму при включенні трансформатора під напругу за формулою

$$I_{cp} = \frac{1,5I_{н.м}K_{cx}}{K_{ТАВН}}, \quad (5)$$

де $K_{cx} = 1,73$ — коефіцієнт схеми з'єднання вторинних обмоток ТАВН для схеми «трикутника»;

$K_{ТАВН}$ — коефіцієнт трансформації струму ТАВН.

Відповідно до принципу дії реле РНТ-565 зрівняльна обмотка включається у вторинне коло трансформатора струму з меншим значенням вторинного струму. Якщо при трифазному зовнішньому к. з. має місце нерівність вторинних струмів ТАВН і ТААН $I_{2ТААН}^{(3K)} > I_{2ТАВН}^{(3K)}$, то зрівняльну обмотку включаємо у вторинне коло трансформатора струму ТАВН (див. рис. 1). Тоді при внутрішньому к. з. струм від трансформатора струму ТААН $I_{2ТААН}^{(3K)} = 0$ і реле спрацьовує від вторинного струму трансформатора струму ТАВН відповідно до рівняння магніторухійних сил

$$I_{cp}(W_D + W_{V1}) = F_{cp} = 100 A. \quad (6)$$

При зовнішньому к. з. реле РНТ не повинно спрацьовувати від МРС небалансу створеної диференційної обмоткою. Для її компенсації створюємо МРС від зрівняльної обмотки, тобто

$$I_{НБ}^{(3K)}W_D = I_{2ТАВН}^{(3K)}W_{V1}. \quad (7)$$

Рівняння (6) і (7) являють собою систему рівнянь з двома невідомими W_A і W_{V1} , рішення якої має вигляд

$$W_D = \frac{100I_{2ТАВН}^{(3K)}}{I_{cp}I_{2ТААН}^{(3K)}}; W_{V1} = \frac{100I_{НБ}^{(3K)}}{I_{cp}I_{2ТААН}^{(3K)}}. \quad (8)$$

У випадку коли при трифазному зовнішньому к. з. має місце нерівність $I_{2ТАВН}^{(3K)} > I_{2ТААН}^{(3K)}$, то зрівняльну обмотку включають у вторинне коло ТААН. Тоді при внутрішньому к. з. $I_{2ТААН}^{(3K)} = 0$ і реле спрацьовує від вторинного струму ТАВН

$$I_{cp}W_D = F_{cp} = 100 A. \quad (9)$$

При зовнішньому к. з. МРС небалансу компенсується МРС від зрівняльної обмотки в колі ТААН, тобто

$$I_{НВ}^{(3K)} W_{Д} = I_{2ТААН}^{(3K)} W_{У1}. \quad (10)$$

Із системи рівнянь (9) і (10) для такого випадку одержуємо формули для розрахунку необхідної кількості витків обмоток

$$W_{Д} = \frac{100}{I_{cp}}; W_{У1} = \frac{100 I_{НВ}^{(3K)}}{I_{cp} I_{2ТААН}^{(3K)}}. \quad (11)$$

Розрахункові значення кількості витків обмоток у виді дробу округляють до цілого числа за законами округлення.

Порівняємо запропоновану методику розрахунку диференційного захисту з існуючою для наведеного в [1] прикладу. Початкові дані: трансформатор потужністю $S = 90$ МВА; напруги обмоток $U_{ВН}/U_{НН} = 115^+_{-10\%}/10,5$ кВ; група з'єднань обмоток ВН-НН — «зірка-трикутник-11»; струм в первинній обмотці при трифазному зовнішньому к.з. дорівнює 2780 А; трансформатори струму ТАВН — 600/5, ТААН — 6000/5. Результати розрахунку зовнішнього у порівняльну таблицю.

Таблиця – Результати порівняння методик розрахунку захисту на реле РНТ

Найменування параметру	Існуюча методика	Удосконалена методика
Вторинний струм ТАВН при 3-фазному зовнішньому к.з	-	40,08
Вторинний струм ТААН при 3-фазному зовнішньому к.з	-	25,48
Струм небаланса, А	575	14,6
Уставка спрацювання реле, А	6	2,83
Розрахункова/прийнята кількість витків диференційної обмотки	9,63/9	35,3/35
Розрахункова/прийнята кількість витків зрівняльної обмотки	4,9/5	20,24/20
Коефіцієнт чутливості захисту	2,27	$K_{ч} = 40,08 * 35 / (3 * 100) = 4,67$

Висновки.

1. З системи рівнянь магніторушійних сил обмоток проміжного трансформатора реле РНТ отримані формули для розрахунку кількості витків диференційної та зрівняльної обмоток.

2. Зрівняльну обмотку проміжного трансформатора реле необхідно вмикати у коло трансформатора струму з меншим значенням вторинного струму.

3. Струм небаланса слід визначати як різницю вторинних струмів трансформаторів струму при трифазному зовнішньому к.з. силового трансформатора.

4. Коефіцієнт чутливості захисту удосконаленої методики має більше значення в порівнянні з існуючою, тобто, силовий трансформатор буде відключатись при менших значеннях струмів к.з., що підвищує його надійність та термін служби.

Список літератури. 1. Овчинников В.В. Реле РНТ в схемах дифференциальных защит/В.В. Овчинников. – М. Энергия, 1973.- 96с.

Надійшла до редколегії 14.04.2013

УДК 621.316.925

Удосконалення методики розрахунку диференційних захистів трансформаторів на реле РНТ / В.М. Ковальов // Вісник НТУ «ХП». Серія : Електроенергетика та перетворювальна техніка. – X. : НТУ «ХП», 2013. - № 34 (1007). – С. 52 – 57. Бібліогр.: 1 назв.

Предлагается усовершенствовать методику расчета дифференциальных защит трансформаторов на основе реле серии "РНТ" в соответствии с его принципом работы. Последний заключается в компенсации влияния тока небаланса на величину уставки срабатывания при внешних коротких замыканиях трансформатора. При этом уменьшается уставка срабатывания реле и отключение трансформатора происходит в начале процесса короткого замыкания при меньших значениях токов.

Ключевые слова: короткое замыкание дифференциальная защита, ток небаланса, уставка срабатывания.

It is suggested to perfect the method of calculation of differential defence transformers on the basis of relay of series of "RNT" in accordance with his principle of work. The last consists in indemnification of influencing of current of differential on the size of level of working at the external short circuits of transformer. Thus level of working of relay and disconnecting of transformer diminishes takes a place at the beginning of process of short circuit at the less values of currents.

Keywords: a short circuit, differential defence, current of differential, working level

О. Н. ПЕТРИЩЕВ, д-р техн. наук, проф., НТУУ «КПИ», Київ;
Г. М. СУЧКОВ, д-р техн. наук, проф., НТУ «ХПИ»;
М. И. РОМАНЮК, аспирант, НТУУ «КПИ», Київ;
С. В. ХАЩИНА, аспирант, НТУ «ХПИ»

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭМА СПОСОБА РЕГИСТРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВОМ КОНТРОЛЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛОИЗДЕЛИЙ

Предложен новый подход к построению математических моделей электромагнитных ультразвуковых преобразователей в режиме приема упругих колебаний в ферромагнитных металлоизделиях. Продуктивность и практическая значимость этого подхода показана на примере построения математической модели накладного преобразователя. Полученные аналитические выражения могут быть использованы в процессе проектирования ЭМА преобразователей для расчета конструктивных параметров приемной части.

Ключевые слова: электромагнитно – акустический преобразователь, ультразвуковой контроль, чувствительность преобразователя, магнитный поток, ферромагнитный материал, математическая модель, значение функции, граничные условия.

Вступ. Вопросу регистрации поверхностных волн, распространяющихся по поверхности металлоизделий, уделялось достаточно большое внимание [1-6]. В основном рассмотрены особенности регистрации поверхностных волн на моделях в виде длинного проводника. При этом рассматривались отдельные физические модели различных индукторов, полагая, что суммарное наведенное е.д.с представляется в виде суммы е.д.с, наведенных на каждом отдельном проводнике, что, строго говоря, требует доказательства, поскольку ферромагнитные изделия в присутствии магнитного поляризирующего поля имеют особенности, проявляя нелинейные свойства. В упомянутых работах недостаточно изучены процессы возникновения магнитоупругих токов. Не учтены зависимости электромагнитных свойств металлов от их химического состава. Моделирование процесса регистрации поверхностных волн описано, в основном, через напряженность электрического поля, стандартно определяемую через соответствующий векторный потенциал. В то время известно, что электродвижущая сила на клеммах витка провода $\dot{E} = -\partial\Phi/\partial t$, где Φ – поток магнитной индукции переменного магнитного поля над металлам, обусловленный взаимодействием акустического и магнитного полей, который пронизывает площадку, ограниченную индуктором. В известных математических моделях не была установлена связь электромагнитного процесса регистрации с учетом конструкции приемного индуктора преобразователя и физико-механических характеристик металла. Т.е. приемный

© О.Н. Петрищев, Г.М. Сучков, М.И. Романюк, С.В. Хашина 2013

электромагнитно – акустический преобразователь (ЭМАП) – это совокупная система, состоящая из: индуктора определенной конструкции и радиотехническими характеристиками, источника поляризующего магнитного поля, поверхностного слоя металла с его физико-механическими свойствами и находящегося на определенном удалении от индуктора. При этом должны быть учтено значение частоты принимаемых акустических колебаний. Следовательно, задача определения эффективности приема ультразвуковых поверхностных волн в заданном диапазоне частот в связи с конструкцией преобразователя, значений геометрических и физико-механических параметров элементов его конструкции, а также физико-механических характеристик металла является актуальной.

Обоснование физико-математической модели регистрации поверхностных волн ЭМА преобразователем. Рассмотрим физическую модель регистрации акустических волн определенной частоты, распространяющихся вдоль поверхности ферромагнитного электропроводного изделия. В исходном состоянии металл обладает изотропными свойствами. Регистрация осуществляется в зоне действия постоянного поляризующего поля. Распространяющиеся ультразвуковые волны изменяется во времени по гармоническому закону $e^{i\omega t}$ ($i = \sqrt{-1}$; ω - круговая частота). Обозначим, что при наличии акустических колебаний поверхности материала изделия, его деформации, при наличии магнитного поля, приводят к появлению токов переменной частоты распределенных в поверхностном слое металла. Эти токи формируют переменное магнитное поле в поверхностном слое металла и в прилегающей к нему зоне пространства (пусть будет вакуум). Разместив в этой же зоне индуктор ЭМАП, мы преобразуем переменное магнитное поле в электрический сигнал. Таким образом, мы преобразуем акустический сигнал в электрический, обеспечив получение исходной информации, необходимой для проведение контроля качества изделия.

Для математического описания предложенной физической модели воспользуемся работами в области электродинамики и механики деформируемого твердого тела [7 - 11], результаты которых могут являться теоретической основой для расчета взаимодействия электромагнитного поля, созданного пространственно-распределенными источниками в поверхностном слое изделия, с индуктором ЭМА приемника. Согласно [7, 11] выражение для магнитного потока, созданного пространственно-распределенными источниками в поверхностном слое изделия, запишем в виде

$$\Phi(t) = \frac{\mu_0}{I^{(np)}} \iiint_V \vec{M}(x_k, t) \cdot \vec{H}^{(np)}(x_k) dV \quad (1.1)$$

где $\Phi(t)$ - магнитный поток через индуктор ЭМА преобразователя;

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

V - объем ферромагнетика в зоне действия поляризирующего магнитного поля;

$\vec{M}(x_k, t)$ - намагниченность ферромагнитного материала в зоне действия акустических колебаний; x_k – выбранная система координат ($k = 1, 2, 3$);

$\vec{H}^{(np)}(x_k)$ - вектор напряженности магнитного поля в вакууме, которую создает индуктор ЭМАП при протекании $I^{(np)}$.

Из гармоничности акустических колебаний следует что $\vec{M}(x_k, t) = \vec{M}(x_k)e^{i\omega t}$ и $\Phi(t) = \Phi e^{i\omega t}$, где $\vec{M}(x_k)$ и Φ - амплитудные значения переменной намагниченности и магнитного потока соответственно. Воспользовавшись законом Фарадея и результатами работы [11], запишем выражения для напряжения наведенного на индукторе ЭМАП (выход индуктора нагружен на высокоомный вход усилителя)

$$U_{\text{вых}}(\omega) = -i\omega \frac{\mu_0}{I^{(np)}} \iiint_V \vec{M}(x_k) \cdot \vec{H}^{(np)}(x_k) dV. \quad (1.2)$$

Выражение (2) имеет смысл математической модели процесса регистрации ультразвуковых гармонических волн в металлах ферромагнитной группы преобразователями электромагнитного типа или, как часто говорят, электромагнитным способом.

Практическое использование общего выражения (1.2) предполагает знание пространственно распределенных векторов $\vec{M}(x_k)$ и $\vec{H}^{(np)}(x_k)$.

Амплитудное значение $\vec{M}(x_k)$ гармонически изменяющейся во времени намагниченности вне зависимости от содержания поляризационных процессов в ферромагнетике определяется следующим образом [12]:

$$M_m(x_k) = \frac{1}{\mu_0} B_m(x_k) - h_m(x_k) \quad (1.3)$$

где $M_m(x_k)$ – амплитуда m -ого компонента вектора переменной намагниченности;

$B_m(x_k)$ - амплитуда m -ого компонента вектора гармонически изменяющейся во времени магнитной индукции;

$h_m(x_k)$ - амплитуда m -ого компонента гармонически изменяющегося во времени вектора напряженности внутреннего магнитного поля, которое возникает из-за поворотов доменов при динамическом деформировании предварительно намагниченного (не до насыщения) ферромагнетика.

В формуле (1.3) и во всех последующих записях множитель $e^{i\omega t}$ записываться не будет и по этой причине выражение (1.3) и последующие

записи будут формулироваться в терминах амплитудных значений соответствующих физических величин; словосочетание «амплитудные значения» при описании этих величин будет подразумеваться, но не записываться.

Магнитная индукция $B_m(x_k)$ определяется законом магнитной поляризации ферромагнетика, который с учетом магнитоотрицательных эффектов можно записать в следующем виде [13]:

$$B_m(x_k) = m_{pmrs} H_p^0(x_k) \varepsilon_{rs}(x_k) + \mu_{mi}^{\varepsilon} h_i(x_k), \quad (1.4)$$

где m_{pmrs} – компонент тензора магнитоотрицательных констант;

$H_p^0(x_k)$ – компонент вектора напряженности постоянного (не изменяющегося во времени) поля подмагничивания, которое создается источником постоянного магнитного поля в составе преобразователя электромагнитного типа;

$\varepsilon_{rs}(x_k)$ – порожденная ультразвуковой волной, гармонически изменяющаяся во времени, деформация малых объемов ферромагнетика;

μ_{mi}^{ε} – тензор магнитной проницаемости, экспериментально определяемый в режиме постоянства (равенства нулю) упругих деформаций (верхний символ ε).

Для поликристаллических, т. е. изотропных в размагниченном состоянии, ферромагнетиков произвольный компонент тензора магнитоотрицательных констант m_{pmrs} определяется через две константы m_1 и m_2 (числовые значения этих констант определяются экспериментально) следующим образом:

$$m_{pmrs} = m_2 \delta_{pm} \delta_{rs} + \frac{m_1 - m_2}{2} (\delta_{pr} \delta_{ms} + \delta_{ps} \delta_{mr}), \quad (1.5)$$

где $\delta_{pm}, \dots, \delta_{mr}$ – символы Кронекера.

Из определения (1.5) следует, что $m_{pppp} = m_1$; $m_{pprr} = m_2$; $m_{pprr} = m_{pprr} = m_{pprr} = (m_1 - m_2)/2$. Другие комбинации индексов p, m, r и s , которые принимают значения 1, 2 и 3, соответствуют нулевым компонентам тензора магнитоотрицательных констант. Тензор магнитной проницаемости μ_{mi}^{ε} для поликристаллических ферромагнетиков имеет диагональную матрицу следующего вида

$$\left| \mu_{mi}^{\varepsilon} \right| = \begin{vmatrix} \mu_{11}^{\varepsilon} & 0 & 0 \\ & \mu_{22}^{\varepsilon} & 0 \\ & & \mu_{33}^{\varepsilon} \end{vmatrix}, \quad (1.6)$$

где один из компонентов, определяющий магнитную проницаемость в направлении поля подмагничивания, отличен от двух других, которые равны друг другу по величине.

Вектор напряженности $\vec{h}(x_k)$ внутреннего магнитного поля удовлетворяет уравнениям Максвелла, которые в пренебрежении токами смещения можно записать следующим образом

$$\varepsilon_{ijk} h_{k,j} = r_{ii} E_i, \quad (1.7)$$

$$\varepsilon_{mpi} E_{i,p} = -i\omega B_m, \quad (1.8)$$

где ε_{ijk} - компонент тензора Леви – Чивиты, равный плюс единице, когда индексы i, j, k образуют четную перестановку чисел 1, 2, 3 (123; 231; 312); равный минус единице, когда индексы i, j, k образуют нечетную перестановку чисел 1, 2, 3 (132; 321; 213) и равный нулю, когда любые два из трех индексов равны между собой;

h_k, E_i, B_m - амплитуды компонентов векторов напряженности внутреннего магнитного и электрического полей и вектора магнитной индукции; запятая между индексами обозначает процедуру дифференцирования выражения, которое записано до запятой, по координате, индекс которой проставлен после запятой; r_{ii} - компонент тензора удельной электрической проводимости; матрица этого тензора имеет структуру, подобную матрице (1.6) тензора μ_{ki}^{ε} .

Определим m -ый компонент ротора от левой и правой частей уравнения (1.7):

$$\varepsilon_{mpi} \varepsilon_{ijk} h_{k,jp} = r_{ii} \varepsilon_{mpi} E_{i,p}. \quad (1.9)$$

Умножим левую и правую части уравнения (1.8) на удельную электрическую проводимость r_{ii} , и заменяя левую часть полученного равенства левой частью соотношения (1.9), получаем систему дифференциальных уравнений, решения которых определяют компоненты вектора напряженности $\vec{h}(x_k)$ внутреннего магнитного поля

$$\varepsilon_{mpi} \varepsilon_{ijk} h_{k,jp} + i\omega r_{ii} \mu_{mm}^{\varepsilon} h_m + i\omega r_{ii} m_{pkij} H_p^0 \varepsilon_{ij} = 0 \forall x_k \in V. \quad (1.10)$$

Последнее слагаемое системы уравнений (1.10) считается известным по смыслу постановки задачи об определении динамической намагниченности $\vec{M}(x_k)$.

Решение дифференциального уравнения второго порядка содержит, в общем случае, в своем составе две константы. Эти константы позволяют

удовлетворить условиям сопряжения магнитных полей на поверхности S металлического объекта [7]. В общем случае эти условия записываются следующим образом:

$$\varepsilon_{ijk} n_j (h_k - \tilde{H}_k) = 0 \forall x_k \in S, \quad (1.11)$$

$$n_k (m_{pkrs} H_p^0 \varepsilon_{rs} + \mu_{kk}^e h_k - \mu_0 \tilde{H}_k) = 0 \forall x_k \in S, \quad (1.12)$$

где \vec{n} - единичный вектор внешней нормали к поверхности S ;

\tilde{H} - амплитуда гармонически изменяющегося во времени вектора напряженности магнитного поля рассеяния, которое излучается в пространство механически деформируемым, предварительно намагниченным не до насыщения, ферромагнетиком.

Будем полагать, что ферромагнетик находится в вакууме. При этом компоненты вектора напряженности магнитного поля рассеяния определяются из решения следующей системы дифференциальных уравнений

$$\varepsilon_{mni} \varepsilon_{ijk} \tilde{H}_{k,jn} + k_0^2 \tilde{H}_m = 0 \forall x_k \notin V, \quad (1.13)$$

где $k_0 = \omega/c$ - волновое число электромагнитных волн в вакууме;

$c = 1/\sqrt{\chi_0 \mu_0}$ - скорость распространения электромагнитных волн в вакууме;

$\chi_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Помимо условий (1.11) и (1.12) решения системы уравнений (1.13) должны удовлетворять условиям физической реализуемости процесса, т. е.

$$\lim_{R \rightarrow \infty} (\tilde{H}_k, \tilde{H}_{k,i}) = 0, \quad (1.14)$$

где R - расстояние от поверхности S до точки определения характеристик магнитного поля рассеяния.

Предельное условие (1.14) имеет простой физический смысл – физически реализуемый источник создает электромагнитное поле конечной мощности, т. е. обращается в нуль на больших расстояниях от источника.

Решение граничной задачи (1.10) – (1.14) позволяет определить компоненты вектора напряженности внутреннего магнитного поля с учетом потерь на вихревые токи в объеме деформируемого металла и потерь, обусловленных излучением электромагнитного поля в окружающее металлический объект пространство. Найденная таким образом величина $\vec{h}(x_k)$ так дополняет определение (1.4) компонентов вектора магнитной индукции, что вектор магнитной индукции удовлетворяет фундаментальному условию $\text{div} \vec{B}(x_k) = 0$, т. е. условию отсутствия магнитных зарядов. Если игнорировать

сам факт существования внутреннего магнитного поля с напряженностью $\vec{h}(x_k)$, т. е. определять магнитную индукцию первым слагаемым формулы (1.4), то определенный таким образом вектор $\vec{B}(x_k)$ нельзя называть вектором магнитной индукции, поскольку не выполняется условие отсутствия магнитных зарядов. А это влечет за собой не отвечающее физическому смыслу решаемой задачи определение вектора динамической намагниченности $\vec{M}(x_k)$ и, как следствие, ошибочное определение разности электрических потенциалов $U_{\text{вых}}(\omega)$ на выходе преобразователя электромагнитного типа в режиме холостого хода.

Таким образом:

$$M_m(x_k) = \frac{1}{\mu_0} m_{pms} H_p^0 \varepsilon_{rs} + \left(\frac{\mu_{mm}^{\varepsilon}}{\mu_0} - 1 \right) h_m. \quad (1.15)$$

В дальнейшем изложении будет показано, что конструкция выражения (1.15) для расчета амплитудных значений $M_m(x_k)$ компонентов вектора динамической намагниченности деформируемого ферромагнетика практически полностью определяет процедуру расчета компонентов $\vec{H}^{(np)}(x_k)$ вектора напряженности магнитного поля, которое создается электрическим контуром приемника переменного магнитного поля в вакууме.

2. Методика расчета разности электрических потенциалов на выходе преобразователя электромагнитного типа в режиме регистрации плоских ультразвуковых волн. Рассмотрим одну из типичных для неразрушающего контроля листового проката ситуацию, когда в металлическом листе (позиция 2 на рис. 1, а), ограниченном сверху поверхностью $x_3 = 0$, распространяется в сторону увеличения координаты x_2 плоская волна. Говоря иными словами, в ближайшей окрестности координатной оси Ox_1 действует достаточно протяженный (по сравнению с длиной пробега ультразвуковой волны) вдоль этой оси источник внешних сил, который обеспечивает гармонически изменяющиеся во времени по закону $e^{i\omega t}$ ($i = \sqrt{-1}$, ω - круговая частота, t - время) смещения материальных частиц металлического листа с амплитудами $u_k(x_3)e^{-i\gamma x_2}$ ($k = 2, 3$; $\gamma = \omega/v_f$ - волновое число распространяющейся волны; v_f - её фазовая скорость). Все это достаточно полно моделирует линейку излучателей ультразвуковых волн в системах тотального ультразвукового контроля листового металлопроката.

Деформирование ферромагнетика в присутствии постоянного поля подмагничивания сопровождается изменением его намагниченности, т. е. на

фоне постоянной намагниченности появляется переменная составляющая $\vec{M}(x_k)e^{i\omega t}$. Изменение намагниченности сопровождается перестройкой магнитного поля, которое существует в окружающем ферромагнитный металл пространстве. Переменное магнитное поле пронизывает электрический контур приемника переменного магнитного поля, который является основным элементом любого преобразователя электромагнитного типа, и на выходных клеммах этого контура возникает разность электрических потенциалов.

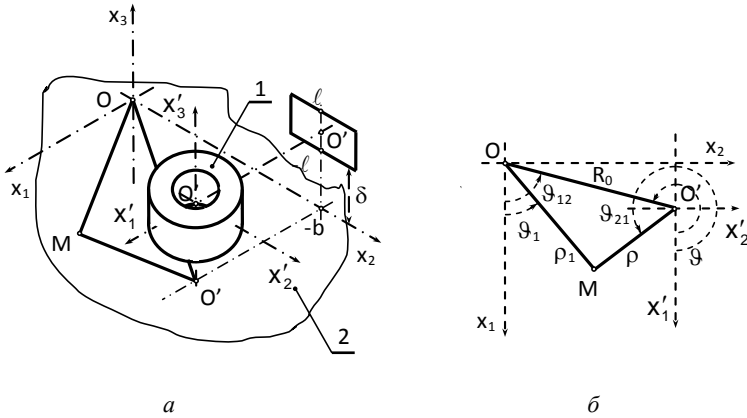


Рис. 1 – Взаимное расположение источника и приемника:
 а – ультразвуковых волн; б – расчетная схема для разложения фазового множителя плоской волны по цилиндрическим функциям

Таким образом, в режиме приема ультразвуковых волн, распространяющихся в ферромагнетике, поляризованном постоянным магнитным полем $\vec{H}^0(x_k)$, реализуется следующая цепочка преобразований

$$\vec{u}(x_k)e^{i\omega t} \Rightarrow \vec{M}(x_k, \omega)e^{i\omega t} \Rightarrow \Phi(\omega)e^{i\omega t} \Rightarrow U_{\text{вых}}(\omega)e^{i\omega t}, \quad (2.1)$$

где символами $\vec{u}(x_k)$, $\vec{M}(x_k, \omega)$, $\Phi(\omega)$ и $U_{\text{вых}}(\omega)$ обозначены амплитудные значения вектора смещения материальных частиц деформируемого металла, динамической намагниченности ферромагнетика, потока магнитной индукции через электрический контур приемника переменного магнитного поля и разности электрических потенциалов на его выходе. Приемник переменного магнитного поля (катушка) показана на рис. 1 позицией 1 и располагается на расстоянии R_0 от начала координат O . Источник постоянного магнитного поля, который является обязательным элементом любого преобразователя электромагнитного типа, на рис. 1, а не показан.

Амплитудное значение разности электрических потенциалов $U_{\text{вых}}(\omega)$ на электрическом выходе приемника переменного магнитного поля в режиме холостого хода определяется выражением (1.2), которое в данной ситуации необходимо записать следующим образом

$$U_{\text{вых}}(\omega) = -i\omega \frac{\mu_0}{I^{(np)}} \iiint_V \vec{M}(x_k, \omega) \cdot \vec{H}^{(np)}(\rho, \vartheta, z) dV, \quad (2.2)$$

где (ρ, ϑ, z) - координаты цилиндрической системы координат, которая связана с центром катушки.

Очевидно, что вектор $\vec{M}(x_k, \omega)$ динамической намагниченности, которая формируется бегущими ультразвуковыми волнами, можно представить в следующем виде

$$\vec{M}(x_k, \omega) = \vec{M}(x_3, \omega) e^{-i\gamma x_2}. \quad (2.3)$$

В системе координат (ρ, ϑ, z) , связанной с центром катушки (рис. 1) выражение (2.1), определяющее разность потенциалов на клеммах катушки, необходимо записать следующим образом

$$U_{\text{вых}}(\omega) = i\omega \frac{\mu_0}{I^{(np)}} \int_{-d}^{-b} dz \int_0^\infty \rho \left[iM_2(x_3, \omega) H_\rho^{(np)}(\rho, z) \Xi_1(\rho, R_0) - M_3(x_3) H_z^{(np)}(\rho, z) \Xi_2(\rho, R_0) \right] d\rho, \quad (2.4)$$

где $x_3 = z + b$; d – толщина металлического листа, а функции $\Xi_k(\rho, R_0)$ ($k = 1, 2$) определяются в результате вычисления следующих интегралов

$$\Xi_1(\rho, R_0) = \int_0^{2\pi} \sin \vartheta \cdot \text{Im} \left(e^{i\gamma \rho_1 \sin \vartheta} \right) d\vartheta, \quad (2.5)$$

$$\Xi_2(\rho, R_0) = \int_0^{2\pi} \text{Re} \left(e^{i\gamma \rho_1 \sin \vartheta} \right) d\vartheta. \quad (2.6)$$

Значения компонентов $M_k(x_3, \omega)$ вектора динамической намагниченности ферромагнитного листа определяются типом распространяющихся плоских волн. Методика расчета динамической намагниченности будет изложена в дальнейшем.

Так как известны [14] представления

$$\operatorname{Re}\left(e^{i\gamma\rho_1 \sin \vartheta_1}\right) = J_0(\gamma\rho_1) + 2\sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\gamma\rho_1) \cos(2k\vartheta_1), \quad (2.7)$$

$$\operatorname{Im}\left(e^{i\gamma\rho_1 \sin \vartheta_1}\right) = 2\sum_{k=1}^{\infty} J_{2k+1}(\gamma\rho_1) \cos[(2k+1)\vartheta_1], \quad (2.8)$$

$$J_n(\gamma\rho_1)e^{in\vartheta_1} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_{n-l}(\gamma R_0) J_l(\gamma\rho) e^{i[(n-l)\vartheta_2 + l\vartheta_1]}, \quad (2.9)$$

то интегралы (2.5) и (2.6) можно определить следующим образом:

$$\Xi_1(\rho, R_0) = 2\pi J_0(\gamma R_0) J_1(\gamma\rho), \quad \Xi_2(\rho, R_0) = 2\pi J_0(\gamma R_0) J_0(\gamma\rho), \quad (2.10)$$

где R_0 – расстояние между точками O и O' (рис. 2.1,б);

ρ – текущее значение радиальной координаты в цилиндрической системе координат связанной с центром катушки.

Подстановка соотношений (2.10) в формулу (2.4) для расчета амплитудного значения разности электрических потенциалов дает следующий результат

$$U_{\text{вых}}(\omega) = 2\pi i\omega\mu_0 J_0(\gamma R_0) \int_{-d}^{-b} [iM_2(x_3)R_\rho(z) - M_3(x_3)R_z(z)] dz, \quad (2.11)$$

где

$$R_\rho(z) = \frac{1}{I^{(np)}} \int_0^\infty \rho H_\rho^{(np)}(\rho, z) J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad (2.12)$$

$$R_z(z) = \frac{1}{I^{(np)}} \int_0^\infty \rho H_z^{(np)}(\rho, z) J_0(\gamma\rho) d\rho. \quad (2.13)$$

Так как кольцевая катушка (позиция 1 на рис. 1, а) создает осесимметричное магнитное поле, то для его математического описания в системе координат, связанной с центром O' , удобно ввести векторный потенциал $\vec{A}\{0; A_\vartheta(\rho, z); 0\}$ такой, что $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}^{(np)} = \operatorname{rot} \vec{A}$. При этом компоненты $H_\rho^{(np)}(\rho, z) = -A_{\vartheta,z}(\rho, z)/\mu_0$, $H_z^{(np)}(\rho, z) = [A_\vartheta(\rho, z)/\rho + A_{\vartheta,\rho}(\rho, z)]/\mu_0$. Запятая между индексами обозначает операцию дифференцирования выражения, записанного до запятой, по координате, индекс которой проставлен после запятой.

Подставляя в соотношения (2.12) и (2.13) компоненты вектора напряженности магнитного поля катушки $H_\rho^{(np)}(\rho, z)$ и $H_z^{(np)}(\rho, z)$, определенные через окружной компонент $A_\vartheta(\rho, z)$ векторного потенциала, получаем

$$R_\rho(z) = -\frac{1}{\mu_0 I^{(np)}} \cdot \frac{\partial F_g(z)}{\partial z}, \quad R_z(z) = \frac{\gamma F_g(z)}{\mu_0 I^{(np)}}, \quad (2.14)$$

где

$$F_g(z) = \int_0^\infty \rho A_g(\rho, z) J_1(\gamma \rho) d\rho, \quad (2.15)$$

при этом, естественно, предполагается, что выполняются условия физической реализуемости магнитного поля, т. е. $\lim_{\rho \rightarrow \infty} A_g(\rho, z) = 0$ и $A_g(0, z) = 0$.

Выражение (2.11) является интегральным преобразованием Ханкеля [15] окружного компонента $A_g(\rho, z)$ векторного потенциала. Выражения (2.10) дают основания для очевидного, но очень существенного по своим последствиям, вывода о том, что для расчета разности потенциалов $U_{\text{вых}}(\omega)$ нет необходимости в определении величины $A_g(\rho, z)$. Вполне достаточно знать её интегральный образ $F_g(z)$ по Ханкелю. Этот вывод важен тем, что интегральные образы компонентов векторного потенциала и компонентов вектора напряженности магнитного и (или) электрического полей всегда легко определяются при решении задач электродинамики практически любой сложности. При этом многие из этих задач имеют статус аналитически неразрешимых в терминах компонентов векторного потенциала и компонентов вектора напряженности магнитного и (или) электрического полей.

Для того, чтобы определить функцию $F_g(z)$, необходимо обратиться к уравнению Максвелла:

$$\text{rot } \vec{H}^{(np)} = \vec{J}, \quad (2.16)$$

где \vec{J} - вектор поверхностной плотности сторонних электрических токов, из которого следует, что

$$-A_{g,zz} - A_{g,\rho\rho} - \frac{1}{\rho} A_{g,\rho} + \frac{1}{\rho^2} A_g = R_g(\rho, z), \quad (2.17)$$

где $R_g(\rho, z) = \frac{\mu_0 N I^{(np)}}{2\ell(R_2 - R_1)} f(\rho) f(z)$, $f(\rho) = \begin{cases} 1 \forall \rho \in [R_1, R_2], \\ 0 \forall \rho \notin [R_1, R_2], \end{cases}$ $f(z) = \begin{cases} 1 \forall z \in [-\ell, \ell], \\ 0 \forall z \notin [-\ell, \ell]. \end{cases}$

Символами R_1 и R_2 в определении правой части уравнения (2.17) обозначены радиусы поперечного сечения катушки в плоскости $-\ell \leq x'_3 \leq \ell$ (рис. 1, а); где N - число витков. Воздействуя на левую и правую части уравнения (2.17) интегральным преобразованием (2.15), приходим к

обыкновенному дифференциальному уравнению, решение которого определяет функцию $F_g(z)$:

$$-\frac{\partial^2 F_g(z)}{\partial z^2} + \gamma^2 F_g(z) = R(z), \quad (2.18)$$

$$R(z) = \frac{\mu_0 N I^{(np)}}{2\ell\gamma} R(\gamma) f(z); \quad R(\gamma) = \frac{\pi[\Omega(\gamma R_2) - \Omega(\gamma R_1)]}{2\gamma(R_2 - R_1)}; \quad (2.19)$$

$$\Omega(\gamma R_j) = \gamma R_j [J_1(\gamma R_j) H_0(\gamma R_j) - J_0(\gamma R_j) H_1(\gamma R_j)], \quad j = 1, 2, \quad (2.20)$$

где $J_\nu(x)$ и $H_\nu(x)$ ($\nu = 0, 1$) – функции Бесселя и функции Струве порядка ν [16].

Решение уравнения (2.18) имеет следующий вид

$$F_g(z) = A(z)e^{-\gamma z} + [-B(\ell) + B(z)]e^{\gamma z}, \quad (2.21)$$

где

$$A(z) = \frac{\mu_0 N I^{(np)}}{2\ell\gamma^2} \int_{-\ell}^z e^{\gamma\xi} d\xi, \quad B(z) = -\frac{\mu_0 N I^{(np)}}{2\ell\gamma^2} \int_{-\ell}^z e^{-\gamma\xi} d\xi. \quad (2.22)$$

Общее решение (2.21) с варьируемыми постоянными, определенными выражениями (2.22), удовлетворяет неоднородному дифференциальному уравнению (2.18) и условиям физической реализуемости источника магнитного поля, т. е. предельным условиям $\lim_{|z| \rightarrow \infty} F_g(z) = 0$.

При $z < -\ell$ (см. рис. 2.1) интегральный образ окружного компонента векторного потенциала определяется следующим выражением

$$F_g(z) = \frac{\mu_0 N I^{(np)}}{\gamma^2} R(\gamma) \frac{sh(\gamma\ell)}{\gamma\ell} e^{\gamma z}. \quad (2.23)$$

Подставляя определение (2.23) функции $F_g(z)$ в соотношения (2.14), а полученные результаты в формулу для расчета амплитудного значения разности электрических потенциалов (2.11), получаем

$$U_{\text{вых}}(\omega) = i\omega W_K^*(\ell, R, \gamma) \Phi(\gamma) J_0(\gamma R_0), \quad (2.24)$$

где $W_K^*(\ell, R, \gamma) = R(\gamma) \frac{sh\gamma\ell}{\gamma\ell} e^{-\gamma\ell}$ – частотная характеристика электрического контура приемника переменного магнитного поля в форме катушки;

$\Phi(\gamma)$ – пронизывающий поперечное сечение катушки поток магнитной индукции

$$\Phi(\gamma) = 2\pi \frac{\mu_0 N}{\gamma} \int_{-(d+b)}^0 [iM_2(x_3) - M_3(x_3)] e^{\gamma x_3} dx_3, \quad (2.25)$$

где d – толщина металлического листа.

Конкретный вид и свойства функции $\Phi(\gamma)$ определяются типом регистрируемых волн и материальными константами металла. Так как в рассматриваемом плоском волновом поле возможны параллельные переносы координатной оси Ox_2 , то расстояние R_0 в аргументе Бесселевой функции в формуле (2.24) отсчитывается вдоль оси Ox_2 (см. рис. 2.1).

Так как параметр $b = \ell + \delta$, где δ – расстояние между нижней плоскостью катушки и поверхностью металлического листа (рис. 1, а), то выражение для расчета частотной характеристики $W_K^*(\ell, R, \gamma)$ целесообразно записать в следующем виде

$$W_K^*(\ell, R, \gamma) = R(\gamma) \frac{1 - e^{-2\gamma\ell}}{2\gamma\ell} e^{-\gamma\delta}. \quad (2.26)$$

На рис. 2 показаны результаты расчетов частотной характеристики катушки в режиме приема плоских ультразвуковых волн. В ходе расчетов были установлены значения параметров $b = 1,05 R_1$ и $\ell = R_1$. Изменяющимся параметром данной серии вычислений было принято отношение R_2/R_1 . Значения этого отношения указаны на врезке в поле рисунка. По оси абсцисс на рис. 2 откладываются значения безразмерной частоты, т. е. величины γR_1 . По оси ординат откладываются значения модуля функции $W_K^*(\ell, R, \gamma)$.

Когда круговая частота $\omega \rightarrow 0$ длина ультразвуковой волны неограниченно возрастает и поток магнитного поля рассеяния стремится к нулю. По этой причине $W_K^*(\ell, R, \gamma) = 0$. В области малых значений γR_1 функция $W_K^*(\ell, R, \gamma)$ изменяется как ω^2 . По мере увеличения частоты (безразмерного волнового числа γR_1) длина ультразвуковой волны уменьшается и начинает возрастать интенсивность потока магнитного поля рассеяния. Абсолютные значения функции $W_K^*(\ell, R, \gamma)$ возрастают и достигают максимального значения в окрестности частоты, на которой длина ультразвуковой волны примерно вдвое превосходит внутренний диаметр катушки. При этом через витки катушки проходят силовые линии магнитного поля, которые ориентированы одинаковым образом, т. е. направлены в одну сторону – вверх или вниз. При дальнейшем возрастании частоты и соответствующем этому уменьшению длины волны через поперечное сечение катушки, перпендикулярное оси Oz , начинают проходить встречно ориентированные потоки магнитного поля рассеяния. При этом

результующий поток через сечение катушки $z = 0$ начинает уменьшаться. Этому, естественно, соответствует уменьшение значений функции $W_K^*(\ell, R, \gamma)$. На некоторых частотах величины встречно ориентированных потоков сравниваются, и суммарный поток через витки катушки становится равным нулю. При достижении функцией $W_K^*(\ell, R, \gamma)$ нулевой отметки, вновь наблюдается возрастание и последующее убывание её абсолютных значений. При умеренных отношениях $R_2/R_1 \cong 1,25$ первые нули функции $W_K^*(\ell, R, \gamma)$

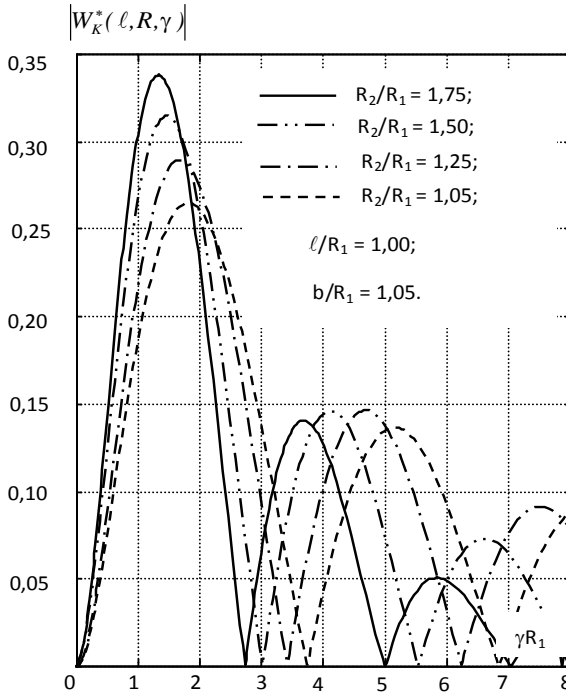


Рис. 2 – Частотная характеристика приемника переменного магнитного поля в составе регистрирующего ультразвуковые волны преобразователя

можно приближенно определить из равенства $\gamma R_1 \approx m\pi$, где $m = 0, 1, 2, \dots$.

На рис. 3 показана зависимость частотной характеристики катушки от толщины укладки витков.

Значения параметра ℓ/R_1 показаны цифрами возле соответствующих кривых. Расчеты модуля функции $W_K^*(\ell, R, \gamma)$, значения которого отсчитываются по оси ординат, были рассчитаны при фиксированных значениях $R_2/R_1 = 1,25$ и $\delta/R_1 = 0,05$. Отчетливо видно, что положение нулей функции

$W_K^*(\ell, R, \gamma)$ на оси безразмерных волновых чисел γR_1 остается неизменным при изменении толщины катушки в достаточно больших пределах. Максимальные значения функции $W_K^*(\ell, R, \gamma)$ при увеличении толщины катушки уменьшаются и заметно смещаются в сторону низких частот. Эти изменения легко объясняются интерференцией потоков магнитного поля рассеяния в объеме катушки.

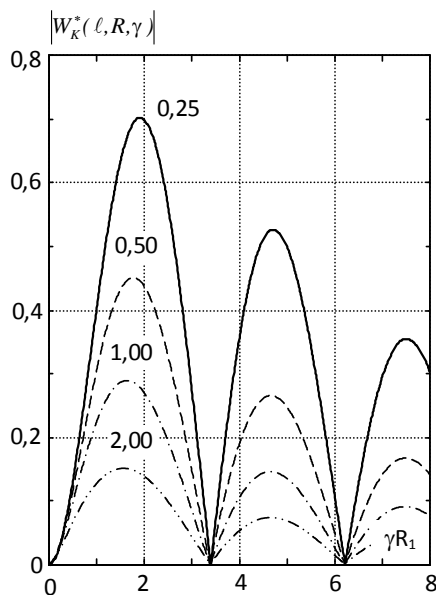


Рис. 3 – Зависимость частотной характеристики катушки от толщины укладки витков

Таким образом, можно сделать вывод о том, что размеры электрического контура приемника переменного магнитного поля определяют диапазон частот, в котором происходит эффективная регистрация ультразвуковых волн электромагнитным способом. При этом любое увеличение размеров контура и расстояния от поверхности металлического листа сопровождается уменьшением ширины этого диапазона частот и смещением его в область низких частот.

3. Регистрация радиально распространяющихся ультразвуковых волн.

Теперь рассмотрим случай, когда длина пробега ультразвуковой волны существенно превосходит линейные размеры источника. Эта ситуация является модельной при математическом описании процесса регистрации ультразвуковых волн, которые возбуждаются единичным источником в системах выборочного ультразвукового контроля. В такой постановке

необходимо рассматривать цилиндрические, радиально распространяющиеся, ультразвуковые волны в изотропном упругом слое.

Предположим, что в металлической пластине толщиной $2h$ (позиция 2 на рис. 4, а) действует цилиндрический источник (позиция 1), который излучает осесимметричные, гармонически изменяющиеся во времени по закону $e^{i\omega t}$, ультразвуковые волны. За пределами источника амплитудные значения компонентов вектора смещения определяются следующим образом:

$$u_r(r, z) = U_r(\gamma, z)H_1^{(2)}(\gamma r), u_z(r, z) = U_z(\gamma, z)H_0^{(2)}(\gamma r), \quad (3.1)$$

где r, z – координатные оси цилиндрической системы координат, связанной с осью симметрии источника возмущений (рис. 4, б);

$U_\beta(\gamma, z)$ ($\beta = r, z$) – известные по условию решаемой задачи функции, которые определяются типом распространяющейся волны Лэмба;

γ – волновое число;

$H_\nu^{(2)}(\gamma r)$ ($\nu = 0, 1$) – функции Ханкеля второго рода порядка ν .

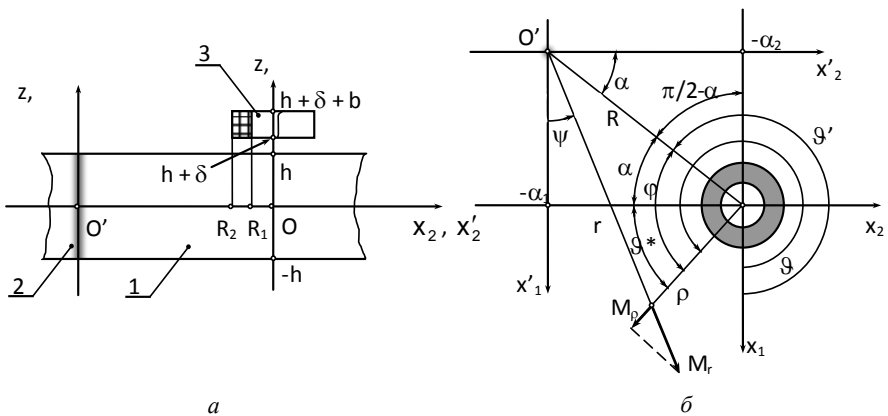


Рис. 4 – Взаимное расположение источника и приемника (а) ультразвуковых волн и расчетная схема (б) для разложения по цилиндрическим функциям системы координат (ρ, ϑ, z)

Как и ранее будем полагать, что лист изготовлен из ферромагнетика. В этом случае основными механизмами преобразования энергии в присутствии постоянного поля подмагничивания являются прямой и обратный магнитострикционные эффекты. При этом амплитуда разности электрических потенциалов на клеммах катушки – приемника переменного магнитного поля (позиция 3 на рис. 4, а) определяется по формуле (1.2), которую в данном модельном представлении необходимо записать в следующем виде

$$U_{\text{вых}}(\omega) = -i\omega \frac{\mu_0}{I^{(np)}} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_{-h}^h \rho \vec{M}(r, \psi, z, \omega) \cdot \vec{H}^{(np)}(\rho, \vartheta, z) dz d\vartheta d\rho, \quad (3.2)$$

где ρ, ϑ, z – координатные оси цилиндрической системы координат, связанной с осью симметрии катушки (рис. 4, б).

Вычисление разности электрических потенциалов $U_{\text{вых}}(\omega)$ осуществляется в два этапа. На первом этапе определяется динамическая намагничённость, т. е. решается граничная задача (1.10) – (1.14), а на втором этапе определяются компоненты вектора $\vec{H}^{(np)}(\rho, \vartheta, z)$.

Приступая к вычислению динамической намагничённости, будем полагать, что ферромагнитная пластина находится в однородном постоянном поле подмагничивания, вектор напряжённости которого полностью определяется аксиальным компонентом H_z^0 . В этом случае компоненты вектора магнитной индукции \vec{B} , которые входят в определение (1.3) динамической намагничённости, а сами определяются соотношением (1.4), необходимо записать в следующем виде

$$B_r = B_r^v(\gamma, z) H_1^{(2)}(\gamma r) + \mu_1^\varepsilon H_r, \quad B_z = B_z^v(\gamma, z) H_0^{(2)}(\gamma r) + \mu_3^\varepsilon H_z, \quad (3.3)$$

где $B_r^v(\gamma, z)$ и $B_z^v(\gamma, z)$ – радиальный и аксиальный компоненты вектора магнитной индукции Виллари, которые определяют магнитную поляризацию ферромагнетика, обусловленную обратным магнитострикционным эффектом. Эти величины рассчитываются по следующим формулам

$$B_r^v(\gamma, z) = \frac{m_1 - m_2}{2} H_z^0 \left[-\gamma U_z(\gamma, z) + U_{r,z}(\gamma, z) \right]; \quad (3.4)$$

$$B_z^v(\gamma, z) = m_2 H_z^0 \left[\gamma U_r(\gamma, z) + \frac{m_1}{m_2} U_{z,z}(\gamma, z) \right]. \quad (3.5)$$

Компоненты $\vec{h}(r, z)$ вектора напряжённости внутреннего магнитного поля обязаны удовлетворять уравнениям Максвелла, которые, в случае осевой симметрии и $h_\psi(r, z) = 0$, сводятся к следующей системе дифференциальных уравнений:

$$-h_{r,zz}(r, z) + h_{z,rz}(r, z) + i\omega\mu_1^\varepsilon r_2 h_r(r, z) = -i\omega r_2 B_r^v(\gamma, z) H_1^{(2)}(\gamma r), \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{r} h_{r,z}(r, z) - \frac{1}{r} h_{z,r}(r, z) + h_{r,rz}(r, z) - h_{z,rr}(r, z) + i\omega\mu_3^\varepsilon r_2 h_z(r, z) = -i\omega r_2 B_z^v(\gamma, z) H_0^{(2)}(\gamma r), \quad (3.7)$$

где r_2 – удельная электрическая проводимость ферромагнетика в плоскости, перпендикулярной направлению вектора напряженности постоянного поля подмагничивания.

Очевидно, что решения системы уравнений (3.6), (3.7) целесообразно искать в следующем виде:

$$h_r(r, z) = h_r(\gamma, z)H_1^{(2)}(\gamma r), \quad h_z(r, z) = h_z(\gamma, z)H_0^{(2)}(\gamma r). \quad (3.8)$$

Подстановка предполагаемых решений (3.8) в систему уравнений (3.6) и (4.7) обращает её в систему обыкновенных неоднородных дифференциальных уравнений следующего вида

$$-\frac{d^2 h_r(\gamma, z)}{d z^2} - \gamma \frac{d h_z(\gamma, z)}{d z} + i\omega r_2 \mu_1^\varepsilon h_r(\gamma, z) = -i\omega r_2 B_r^V(\gamma, z), \quad (3.9)$$

$$\gamma \frac{d h_r(\gamma, z)}{d z} + \xi^2 h_z(\gamma, z) = -i\omega r_2 B_z^V(\gamma, z), \quad (3.10)$$

где $\xi^2 = \gamma^2 + i\omega r_2 \mu_3^\varepsilon$ – комплексное волновое число, которое учитывает факт существования вихревых токов в объеме динамически намагничиваемого металла. Нетрудно показать, что до частоты порядка 100 МГц выполняется сильное неравенство $|i\omega r_2 \mu_3^\varepsilon| \gg \gamma^2$. По этой причине в дальнейшем будем полагать, что $\xi = \sqrt{i\omega r_2 \mu_3^\varepsilon}$.

Из уравнения (3.10) определяется аксиальный компонент вектора напряженности внутреннего магнитного поля

$$h_z(\gamma, z) = -\frac{1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^V(\gamma, z) - \frac{\gamma}{\xi^2} \frac{d h_r(\gamma, z)}{d z}. \quad (3.11)$$

Подстановка выражения (3.11) в уравнение (3.9) позволяет привести его к следующему виду

$$\frac{d^2 h_r(\gamma, z)}{d z^2} - \zeta^2 h_r(\gamma, z) = H_0(z), \quad (3.12)$$

где $\zeta^2 = i\omega r_2 \mu_1^\varepsilon$; $H_0(z) = \frac{1}{\mu_3^\varepsilon} \left[\gamma \frac{d B_z^V(\gamma, z)}{d z} + \xi^2 B_r^V(\gamma, z) \right]$.

Решение уравнения (3.12) осуществляется по стандартной схеме и выражения для расчета радиального и аксиального компонентов вектора напряженности внутреннего магнитного поля записываются следующим образом

$$h_r(r, z) = \left\{ \begin{aligned} & \left[A - \frac{1}{\zeta} \int_{-h}^z H_0(\xi) sh \zeta \xi d\xi \right] ch \zeta z + \\ & + \left[B + \frac{1}{\zeta} \int_{-h}^z H_0(\xi) ch \zeta \xi d\xi \right] sh \zeta z \end{aligned} \right\} H_1^{(2)}(\gamma r), \quad (3.13)$$

$$h_z(r, z) = \left\{ -\frac{1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^y(\gamma, z) - \frac{\gamma \mu_1^\varepsilon}{\zeta \mu_3^\varepsilon} \left[A - \frac{1}{\zeta} \int_{-h}^z H_0(\xi) sh \zeta \xi d\xi \right] sh \zeta z - \right. \\ \left. - \frac{\gamma \mu_1^\varepsilon}{\zeta \mu_3^\varepsilon} \left[B + \frac{1}{\zeta} \int_{-h}^z H_0(\xi) ch \zeta \xi d\xi \right] sh \zeta z \right\} H_0^{(2)}(\gamma r). \quad (3.14)$$

Константы A и B определяются из условий сопряжения внутреннего магнитного поля с электромагнитным полем рассеяния, которое излучается деформируемым ферромагнитным листом в окружающее пространство. Компоненты вектора напряженности магнитного поля рассеяния определяются из решения граничной задачи (1.13) – (1.14) и задаются следующими выражениями:

а) для области $h \leq z < \infty$:

$$\tilde{H}_r^{(+)}(r, z) = D e^{-\gamma z} H_1^{(2)}(\gamma r), \quad \tilde{H}_z^{(+)}(r, z) = D e^{-\gamma z} H_0^{(2)}(\gamma r); \quad (3.15)$$

б) для области $-\infty < z \leq -h$:

$$\tilde{H}_r^{(-)}(r, z) = C e^{\gamma z} H_1^{(2)}(\gamma r), \quad \tilde{H}_z^{(-)}(r, z) = -C e^{\gamma z} H_0^{(2)}(\gamma r), \quad (3.16)$$

где C и D – подлежащие определению константы.

На границах разделов сред $z = \pm h$ с различными магнитными свойствами должны выполняться следующие условия [7]:

$$h_r(r, h) - \tilde{H}_r^{(+)}(r, h) = 0, \quad B_z(r, h) - \mu_0 \tilde{H}_z^{(+)}(r, h) = 0, \\ h_r(r, -h) - \tilde{H}_r^{(-)}(r, -h) = 0, \quad B_z(r, -h) - \mu_0 \tilde{H}_z^{(-)}(r, -h) = 0. \quad (3.18)$$

Подставляя в граничные условия (3.18) определения компонентов вектора напряженности магнитных полей (3.13) – (3.16), получаем неоднородную систему линейных алгебраических уравнений, которая решается относительно искомых констант A , B , C и D единственным образом. Определитель этой системы уравнений записывается в следующем виде

$$\Delta_0 = \begin{vmatrix} ch\zeta h & sh\zeta h & 0 & -e^{-\gamma h} \\ sh\zeta h & ch\zeta h & 0 & qe^{-\gamma h} \\ ch\zeta h & -sh\zeta h & -e^{-\gamma h} & 0 \\ -sh\zeta h & ch\zeta h & -qe^{-\gamma h} & 0 \end{vmatrix} \approx q^2 e^{-2\gamma h} sh 2\zeta h, \quad (3.19)$$

где $q = (\zeta\mu_0)/(\gamma\mu_1^e)$; при записи соотношения (3.19) было учтено, что $|q| \gg 1$.

Алгебраические дополнения при константах A и B записываются следующим образом:

$$\Delta(A) = \begin{vmatrix} Q_1 & sh\zeta h & 0 & -e^{-\gamma h} \\ Q_2 & ch\zeta h & 0 & qe^{-\gamma h} \\ 0 & -sh\zeta h & -e^{-\gamma h} & 0 \\ 0 & ch\zeta h & -qe^{-\gamma h} & 0 \end{vmatrix},$$

$$\Delta(B) = \begin{vmatrix} ch\zeta h & Q_1 & 0 & -e^{-\gamma h} \\ sh\zeta h & Q_2 & 0 & qe^{-\gamma h} \\ ch\zeta h & 0 & -e^{-\gamma h} & 0 \\ -sh\zeta h & 0 & -qe^{-\gamma h} & 0 \end{vmatrix}, \quad (3.20)$$

где

$$Q_1 = \frac{1}{\zeta} \left[ch\zeta h \int_{-h}^h H_0(x) sh\zeta x dx - sh\zeta h \int_{-h}^h H_0(x) ch\zeta x dx \right], \quad (3.21)$$

$$Q_2 = \frac{1}{\zeta} \left[sh\zeta h \int_{-h}^h H_0(x) sh\zeta x dx - ch\zeta h \int_{-h}^h H_0(x) ch\zeta x dx \right]. \quad (3.22)$$

Если принять во внимание, что $|q| \gg 1$, то величины $\Delta(A)$ и $\Delta(B)$ определяются следующим образом

$$\Delta(A) \approx -Q_1 q^2 e^{-2\gamma h} sh\zeta h, \quad \Delta(B) \approx -Q_1 q^2 e^{-2\gamma h} ch\zeta h, \quad (3.23)$$

откуда следует, что

$$A = -\frac{Q_1}{2ch\zeta h}, \quad B = -\frac{Q_1}{2sh\zeta h}. \quad (3.24)$$

Подставляя выражения (3.24) в соотношения (3.13) и (3.14), получаем следующие определения компонентов вектора напряженности внутреннего магнитного поля

$$h_r(\gamma, r) = -\frac{1}{\zeta} \left\{ \int_{-h}^z H_0(x) sh[\zeta(z-x)] dx - \frac{sh[\zeta(h+z)]}{sh2\zeta h} \int_{-h}^h H_0(x) sh[\zeta(h-x)] dx \right\}, \quad (3.25)$$

$$h_z(\gamma, r) = -\frac{1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^v(\gamma, z) - \frac{\gamma \mu_1^\varepsilon}{\zeta^2 \mu_3^\varepsilon} \left\{ \int_{-h}^z H_0(x) ch[\zeta(z-x)] dx - \frac{ch[\zeta(h+z)]}{sh2\zeta h} \int_{-h}^h H_0(x) ch[\zeta(h-x)] dx \right\}, \quad (3.26)$$

Из расчетных формул (3.13), (3.14) следует, что компоненты $h_r(\gamma, z)$ и $h_z(\gamma, z)$ вектора напряженности внутреннего магнитного поля имеют конечные значения во всей области существования $-h \leq z \leq h$ волнового поля упругих смещений материальных частиц деформируемого ферромагнетика.

Таким образом, компоненты вектора динамической намагниченности $M_r(r, z)$ и $M_z(r, z)$ можно представить в следующем виде:

$$M_r(r, z) = M_r(\gamma, z) H_1^{(2)}(\gamma r), \quad M_z(r, z) = M_z(\gamma, z) H_0^{(2)}(\gamma r), \quad (3.27)$$

где

$$M_r(\gamma, z) = \frac{1}{\mu_0} B_r^v(\gamma, z) + \left(\frac{\mu_1^\varepsilon}{\mu_0} - 1 \right) h_r(\gamma, z),$$

$$M_z(\gamma, z) = \frac{1}{\mu_0} B_z^v(\gamma, z) + \left(\frac{\mu_3^\varepsilon}{\mu_0} - 1 \right) h_z(\gamma, z); \text{ функции } h_r(\gamma, z) \text{ и } h_z(\gamma, z)$$

определены соотношениями (3.19) и (3.20).

Для выполнения вычислений, предусмотренных формулой (3.2), необходимо переопределить компоненты вектора $\vec{M}(r, z)$ в системе координат (ρ, ϑ, z) , которая связана с осью симметрии катушки (рис. 4,б).

Эту операцию можно выполнить за три шага следующим образом.

Шаг первый.

Выполняется переход от системы координат (r, ψ, z) к связанной с ней правосторонней декартовой системе координат (x'_1, x'_2, x') (рис. 4,б) по формулам:

$$M'_1(x'_k) = M_r(r, z) \cos \psi = \frac{x'_1 M_r(x'_k)}{\sqrt{(x'_1)^2 + (x'_2)^2}}, \quad (3.28)$$

$$M'_2(x'_k) = M_r(r, z) \sin \psi = \frac{x'_2 M_r(x'_k)}{\sqrt{(x'_1)^2 + (x'_2)^2}}, \quad (3.29)$$

$$M'_3(x'_k) = M_z(r, z) = M'_z(x'_k). \quad (3.30)$$

Шаг второй.

В формулах (3.28–3.30) выполняется переход к правовинтовой декартовой системе координат (x_1, x_2, x_3) (рис. 4, б), которая связана с осью симметрии катушки. Переход осуществляется следующим образом:

$$M_k(x_m) = M'_k(x'_m), \quad k = 1, 2, 3, \quad (3.31)$$

где компоненты $M'_k(x'_m)$ заданы соотношениями (3.28–3.30). Аргументы x'_m этих функций заменяются на аргументы x_m по формулам: $x'_1 = x_1 + \alpha_1$, $x'_2 = x_2 + \alpha_2$ и $x'_3 = x_3$.

Шаг третий.

По известным компонентам $M_k(x_m)$ определяются компоненты $M_\rho(\rho, \vartheta, z)$, $M_\vartheta(\rho, \vartheta, z)$ и $M_z(\rho, \vartheta, z)$ в цилиндрической системе координат, ось Oz которой связана с осью симметрии катушки. Переход выполняется по стандартным формулам:

$$M_\rho(\rho, \vartheta, z) = M_1(\rho, \vartheta, z) \cos \vartheta + M_2(\rho, \vartheta, z) \sin \vartheta, \quad (3.32)$$

$$M_\vartheta(\rho, \vartheta, z) = -M_1(\rho, \vartheta, z) \sin \vartheta + M_2(\rho, \vartheta, z) \cos \vartheta, \quad (3.33)$$

$$M_z(\rho, \vartheta, z) = M_3(\rho, \vartheta, z), \quad (3.34)$$

где функции $M_k(\rho, \vartheta, z)$ ($k = 1, 2, 3$) заданы соотношениями (3.31) в которых аргументы $x_1 = \rho \cos \vartheta$, $x_2 = \rho \sin \vartheta$ и $x_3 = z$.

Выполнив необходимые вычисления, получаем для расчета величин $M_\rho(\rho, \vartheta, z)$ и $M_z(\rho, \vartheta, z)$ следующие формулы:

$$M_\rho(\rho, \vartheta, z) = M_r(\gamma, z) \frac{(\rho - R_0 \cos \varphi)}{\sqrt{\rho^2 + R_0^2 - 2\rho R_0 \cos \varphi}} H_1^{(2)}\left(\gamma \sqrt{\rho^2 + R_0^2 - 2\rho R_0 \cos \varphi}\right), \quad (3.35)$$

$$M_z(\rho, \vartheta, z) = M_z(\gamma, z) H_0^{(2)}\left(\gamma \sqrt{\rho^2 + R_0^2 - 2\rho R_0 \cos \varphi}\right), \quad (3.36)$$

где $R = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}$;

φ - угол между отрезками R_0 и ρ (см. рис. 4, б).

Известно [14] разложение

$$H_0^{(2)}\left(\gamma \sqrt{\rho^2 + R_p^2 - 2\rho R_0 \cos \varphi}\right) = J_0(\gamma \rho) H_0^{(2)}(\gamma R_0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(\gamma \rho) H_n^{(2)}(\gamma R_0) \cos n\varphi. \quad (3.37)$$

Так как $\varphi = \vartheta - \vartheta'$ (см. рис. 4, б), то

$$\int_0^{2\pi} H_0^{(2)}\left(\gamma\sqrt{\rho^2 + R_p^2 - 2\rho R_0 \cos(\vartheta - \vartheta')}\right) d\vartheta = J_0(\gamma\rho)H_0^{(2)}(\gamma R_0) \int_0^{2\pi} d\vartheta + \quad (3.38)$$

$$+ 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(\gamma\rho)H_n^{(2)}(\gamma R_0) \int_0^{2\pi} \cos[n(\vartheta - \vartheta')] d\vartheta. \quad (3.39)$$

Совершенно ясно, что последнее выражение должно быть записано в виде

$$\int_0^{2\pi} H_0^{(2)}\left(\gamma\sqrt{\rho^2 + R_0^2 - 2\rho R_0 \cos(\vartheta - \vartheta')}\right) d\vartheta = 2\pi J_0(\gamma\rho)H_0^{(2)}(\gamma R_0). \quad (3.40)$$

Дифференцируя левую и правую части соотношения (3.38) по параметру ρ , получаем следующий результат:

$$\int_0^{2\pi} \frac{[\rho - R_0 \cos(\vartheta - \vartheta')]H_1^{(2)}\left(\gamma\sqrt{\rho^2 + R_0^2 - 2\rho R_0 \cos(\vartheta - \vartheta')}\right)}{\sqrt{\rho^2 + R_0^2 - 2\rho R_0 \cos(\vartheta - \vartheta')}} d\vartheta = 2\pi J_1(\gamma\rho)H_0^{(2)}(\gamma R_0). \quad (3.41)$$

Принимая во внимание интегралы (3.38) и (3.39), соотношение (3.2) для расчета $U_{\text{вых}}(\omega)$ можно записать в следующем виде:

$$U_{\text{вых}}(\omega) = -2\pi i \omega \frac{\mu_0}{I^{(np)}} H_0^{(2)}(\gamma R_0) \int_{-h}^h [M_r(\gamma, z)H_\rho^{(np)}(\gamma, z) + M_z(\gamma, z)H_z^{(np)}(\gamma, z)] dz, \quad (3.42)$$

где интегральные образы компонентов вектора напряженности магнитного поля электрического контура приемника переменного магнитного поля рассчитываются по формулам:

$$H_\rho^{(np)}(\gamma, z) = \int_0^\infty \rho H_\rho^{(np)}(\rho, z) J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad H_z^{(np)}(\gamma, z) = \int_0^\infty \rho H_z^{(np)}(\rho, z) J_0(\gamma\rho) d\rho. \quad (3.43)$$

Вновь, как и при описании процесса регистрации плоской ультразвуковой волны, приходим к заключению, что для вычисления разности электрических потенциалов на электрическом выходе преобразователя электромагнитного типа, необходимо определять не компоненты вектора напряженности магнитного поля электрического контура приемника переменного магнитного поля, а их интегральные образы, которые задаются соотношениями (3.43). Выполнив те же вычисления, что и при расчете регистрации плоской волны, получаем

$$H_\rho^{(np)}(\gamma, z) = -\frac{N I^{(np)}}{2\gamma} W_K(b, R, \gamma) e^{\gamma(z-h)}, \quad H_z^{(np)}(\gamma, z) = \frac{N I^{(np)}}{2\gamma} W_K(b, R, \gamma) e^{\gamma(z-h)}, \quad (3.44)$$

где $W_K(b, R, \gamma) = R(\gamma) \frac{1 - e^{-\gamma b}}{\gamma b} e^{-\gamma \delta}$; $R(\gamma) = \frac{\pi[\Omega(\gamma R_2) - \Omega(\gamma R_1)]}{2\gamma(R_2 - R_1)}$;

$\Omega(\gamma R_j) = \gamma R_j [J_1(\gamma R_j) H_0(\gamma R_j) - J_0(\gamma R_j) H_1(\gamma R_j)]$, $(j = 1, 2)$; $H_n(\gamma R_j)$ – функции Струве.

Подставляя соотношения (3.44) в формулу (3.42) получаем

$$U_{\text{вых}}(\omega) = i\pi \frac{\omega}{\gamma} \mu_0 N W_K(b, R, \gamma) H_0^{(2)}(\gamma R_0) e^{-\gamma h} \int_{-h}^h [M_r(\gamma, z) - M_z(\gamma, z)] e^{\gamma z} dz. \quad (3.45)$$

Интеграл в формуле (3.45) зависит от кинематических характеристик волн Лэмба и от физико-механических параметров ферромагнетика. В результате его вычисления формируется частотно-зависимая функция, которую можно назвать частотной характеристикой магнитострикционного механизма электромагнитного способа регистрации ультразвуковых волн в металлах.

4. Модельный пример – регистрация радиально распространяющихся волн Рэлея. Рассмотрим упругое изотропное полупространство $(0 \leq r < \infty, 0 \leq \psi \leq 2\pi, -\infty < z' \leq 0)$ (рис. 5), в котором существуют гармонически изменяющиеся во времени по закону $e^{i\omega t}$ поверхностные волны Рэлея. В случае осевой симметрии, когда отсутствует зависимость характеристик и параметров волнового поля от полярного угла ψ цилиндрической системы координат (r, ψ, z') (рис. 5), радиально распространяющаяся из точки O' как из центра волна Рэлея создает смещения материальных частиц упругого полупространства, которые можно описать с помощью вектора $\vec{u}(r, z', t) = \vec{u}(r, z') e^{i\omega t}$.

Пространственно развитая амплитуда $\vec{u}(r, z')$ гармонически изменяющегося во времени волнового поля смещений материальных частиц упругого полупространства полностью определяется радиальным $u_r(r, z')$ и аксиальным $u_z(r, z')$ компонентами, выражения для расчета которых имеют следующий вид

$$u_r(r, z') = R u_r(z') H_1^{(2)}(\gamma r), \quad u_z(r, z') = R u_z(z') H_0^{(2)}(\gamma r), \quad (4.1)$$

где R - зависящий от частоты амплитудный множитель рэлеевской волны с размерностью метр в квадрате, величина которого известна по смыслу постановки задачи;

$u_r(z')$ и $u_z(z')$ - частотно зависимые функции координаты z' с размерностью единица деленная на метр;

$H_\nu^{(2)}(\gamma r)$ ($\nu = 0, 1$) – функции Ханкеля второго рода порядка ν ;
 $\gamma = \omega/v_R$ – волновое число поверхностной волны;
 v_R – скорость распространения волны Рэлея в радиальном направлении.

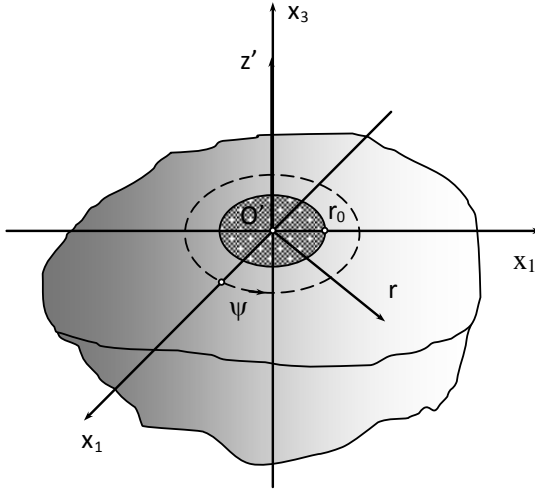


Рис. 5 – К определению компонентов вектора смещения материальных частиц упругого полупространства

Функции $u_r(z')$ и $u_z(z')$ определяются следующим образом:

$$u_r(z') = -\gamma \left(e^{\alpha z'} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z'} \right), \quad u_z(z') = \alpha \left(e^{\alpha z'} - \frac{2\gamma^2}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z'} \right), \quad (4.2)$$

где α и β – отстающие по фазе на угол $\pi/2$ проекции волновых векторов \vec{k}_l и \vec{k}_s невзаимодействующих продольной и сдвиговой волн на координатную ось Oz' . При этом $k_l^2 = \gamma^2 - \alpha^2$ и $k_s^2 = \gamma^2 - \beta^2$; квадраты модулей волновых векторов рассчитываются по формулам: $k_l^2 = \omega^2 \rho_0 / (\lambda + 2G)$ и $k_s^2 = \omega^2 \rho_0 / G$; ρ_0 , λ и G – плотность и модули упругости материала, который заполняет полупространство.

Волновые числа α , β и γ определяются условием существования волны Рэлея, т. е. соотношением следующего вида

$$(\gamma^2 + \beta^2)^2 - 4\gamma^2\alpha\beta = 0, \quad (4.3)$$

которое довольно часто и, надо сказать, неудачно, называют дисперсионным уравнением Рэлея. Из соотношения (4.3) легко определяются безразмерные волновые числа $\gamma = \gamma/k_s$, $\alpha = \alpha/k_s$ и $\beta = \beta/k_s$, и, естественно, безразмерная скорость распространения волны Рэлея $v_R = v_R/v_s$, где $v_s = \sqrt{G/\rho_0}$ - скорость волн сдвига.

В таблице приведены значения безразмерных волновых чисел α , β , γ и безразмерной (относительной) скорости v_R для различных значений коэффициента Пуассона ν упругого материала, который заполняет полупространство $z' < 0$.

Таблица – Безразмерные волновые числа и скорости поверхностных волн Рэлея для различных значений коэффициента Пуассона

ν	α/k_s	β/k_s	γ/k_s	v_R/v_s
0,00	0,899454	0,555893	1,144123	0,874032
0,02	0,898689	0,545378	1,139051	0,877924
0,04	0,898302	0,534895	1,134069	0,881781
0,06	0,898311	0,524450	1,129180	0,885599
0,08	0,898732	0,514044	1,124385	0,889375
0,10	0,899587	0,503688	1,119688	0,893106
0,12	0,900891	0,493380	1,115089	0,896790
0,14	0,902665	0,483123	1,110589	0,900423
0,16	0,904929	0,472925	1,106191	0,904003
0,18	0,907704	0,462785	1,101894	0,907528
0,20	0,911013	0,452709	1,097700	0,910996
0,22	0,914879	0,442696	1,093608	0,914404
0,24	0,919329	0,432749	1,089620	0,917752
0,26	0,924386	0,422869	1,085734	0,921036
0,28	0,930086	0,413057	1,081950	0,924257
0,30	0,936456	0,403316	1,078269	0,927413
0,32	0,943530	0,393642	1,074688	0,930503
0,34	0,951347	0,384037	1,071207	0,933526
0,36	0,959948	0,374500	1,067825	0,936483
0,38	0,969380	0,365028	1,064540	0,939373
0,40	0,979693	0,355621	1,061351	0,942195
0,42	0,990946	0,346274	1,058256	0,944951
0,44	1,003203	0,336985	1,055253	0,947640
0,46	1,016536	0,327749	1,052340	0,950263
0,48	1,031030	0,318565	1,049516	0,952820
0,50	1,046778	0,309426	1,046778	0,955313

Из приведенных данных следует, что скорость распространения рэлеевской волны для материалов с наиболее распространенными значениями

коэффициентов Пуассона, которые находятся в пределах чисел $0, 2 \leq \nu \leq 0, 4$, весьма незначительно отличается от скорости распространения волны сдвига. По этой причине при постановке и выполнении реальных экспериментов необходимо осуществлять очень точные измерения для того, чтобы отличить эти два типа волн друг от друга.

Если предположить, что полупространство $z' \leq 0$ заполнено аксиально намагниченным ферромагнетиком (поле подмагничивания ориентировано вдоль оси Oz' и полностью определяется аксиальным компонентом H_z^0) и при этом напряженность поля подмагничивания H_z^0 не зависит от значений координат точки наблюдения, то заданные соотношениями (4.1) и (4.2) смещения материальных частиц деформируемого ферромагнетика образуют осесимметричный вектор $\vec{B}^V(r, z')$ магнитной индукции Виллари, компоненты которого $B_r^V(r, z')$ и $B_z^V(r, z')$ определяются следующим образом:

$$B_r^V(r, z') = B_r^V(z')H_1^{(2)}(\gamma r), \quad B_z^V(r, z') = B_z^V(z')H_0^{(2)}(\gamma r), \quad (4.4)$$

где $B_r^V(z') = -R(m_1 - m_2)H_z^0 \gamma \alpha (e^{\alpha z'} - e^{\beta z'})$,

$$B_z^V(z') = Rm_1 H_z^0 (\alpha^2 - \gamma^2 m_2 / m_1) e^{\alpha z'}.$$

При таком определении компонентов вектора магнитной индукции Виллари правая часть уравнения (3.10) будет описываться следующим выражением

$$H_0(z') = \frac{RH_z^0}{\mu_3^\varepsilon} \left[\begin{array}{l} m_1 \left(\alpha^2 - \gamma^2 \frac{m_2}{m_1} \right) \gamma \alpha e^{\alpha z'} - \\ - \xi^2 (m_1 - m_2) \gamma \alpha (e^{\alpha z'} - e^{\beta z'}) \end{array} \right] \approx -H_0 (e^{\alpha z'} - e^{\beta z'}), \quad (4.5)$$

где $H_0 = \xi^2 RH_z^0 (m_1 - m_2) \gamma \alpha / \mu_3^\varepsilon$.

Для того, чтобы воспользоваться общими выражениями (3.25) и (3.26) для расчета аксиальной составляющей компонентов вектора напряженности внутреннего магнитного поля, соотношения (4.5) необходимо переписать в цилиндрической системе координат, начало оси Oz которой помещено в серединную плоскость пластины из ферромагнетика толщиной $2h$. Эта толщина для рассматриваемого диапазона частот более чем на порядок превосходит длину волны Рэлея. Такая пластина как волновод для поверхностных волн Рэлея практически эквивалентна упругому полупространству.

Выражение для расчета величины $H_0(z)$ имеет следующий вид

$$H_0(z) = -H_0 \left(e^{-\alpha h} e^{\alpha z} - e^{-\beta h} e^{\beta z} \right). \quad (4.6)$$

Подставляя выражение (4.6) в формулы (3.25) и (3.26), получаем следующие результаты:

$$h_r(\gamma, z) = \frac{H_0}{\zeta^2} \left[e^{\alpha(z-h)} - e^{\beta(z-h)} - \left(e^{-2\alpha h} - e^{-2\beta h} \right) \frac{sh \zeta (h-z)}{sh 2\zeta h} \right], \quad (4.7)$$

$$h_z(\gamma, z) = -\frac{1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^V(\gamma, z') + \frac{\gamma \mu_1^\varepsilon}{\zeta^3 \mu_3^\varepsilon} H_0 \left(e^{-2\alpha h} - e^{-2\beta h} \right) e^{-\zeta(h+z)}, \quad (4.8)$$

где $z = z' + h$ - аксиальная координата, связанная с серединной плоскостью толстой ферромагнитной пластины. При записи выражений (4.7) и (4.8) было учтено, что $|\zeta| \gg (\alpha, \beta)$.

Переходя в соотношениях (4.7) и (4.8) к системе координат, связанной с поверхностью толстой пластины, т. е. к координате z' , получаем следующие результаты

$$h_r(\gamma, z') = \frac{H_0}{\zeta^2} \left[e^{\alpha z'} - e^{\beta z'} + \left(e^{-2\alpha h} - e^{-2\beta h} \right) \frac{sh \zeta z'}{sh 2\zeta h} \right], \quad (4.9)$$

$$h_z(\gamma, z') = -\frac{1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^V(\gamma, z') + \frac{\gamma \mu_1^\varepsilon}{\zeta^3 \mu_3^\varepsilon} H_0 \left(e^{-2\alpha h} - e^{-2\beta h} \right) e^{-\zeta(2h+z')}. \quad (4.10)$$

Устремляя в соотношениях (4.9) и (4.10) толщину пластины h к бесконечности, т. е. формально переходя к полупространству $z' \leq 0$, получаем следующие выражения для расчета аксиальных составляющих компонентов вектора напряженности внутреннего магнитного поля:

$$h_r(\gamma, z') = \frac{H_0}{\zeta^2} \left(e^{\alpha z'} - e^{\beta z'} \right), \quad h_z(\gamma, z') = -\frac{1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^V(\gamma, z'). \quad (4.11)$$

Аксиальные составляющие амплитудных значений компонентов вектора динамической намагниченности, т. е. величины $M_r(\gamma, z')$ и $M_z(\gamma, z')$ (см. выражения (3.27) определяются следующим образом

$$M_r(\gamma, z') = -\frac{R}{\mu_1^\varepsilon} \gamma \alpha (m_1 - m_2) H_z^0 \left(e^{\alpha z'} - e^{\beta z'} \right)$$

$$M_z(\gamma, z') = \frac{R}{\mu_3^\varepsilon} m_1 H_z^0 \left(\alpha^2 - \gamma^2 \frac{m_2}{m_1} \right) e^{\alpha z'}. \quad (4.12)$$

Из выражений (4.12) отчетливо видно, что динамическая намагниченность, определенная с учетом существования внутреннего магнитного поля, обратно пропорциональна значениям магнитной проницаемости намагниченного ферромагнетика, т. е. в десятки раз меньше намагниченности, которая определяется магнитной индукцией Виллари.

При переходе к аксиальной координате z' , значения которой отсчитываются от поверхности полупространства, выражение (3.45) принимает следующий вид

$$U_{\text{ввх}}(\omega) = -i\pi v_R N W_K(b, R, \gamma) H_0^{(2)}(\gamma R_0) \int_{-\infty}^0 [M_r(\gamma, z') + M_z(\gamma, z')] e^{\gamma z'} dz'. \quad (4.13)$$

Подставляя выражения (4.12) в интеграл (4.13), получаем окончательный результат вычислений, который можно записать следующим образом

$$U_{\text{ввх}}(\omega) = U_0 W_K(b, R, \gamma) H_0^{(2)}(\gamma R_0) e^{-i\pi/2}, \quad (4.14)$$

где U_0 - абсолютная чувствительность преобразователя электромагнитного типа в режиме приема радиально распространяющихся поверхностных волн в ферромагнитном упругом полупространстве.

Абсолютная чувствительность определяется следующим выражением

$$U_0 = \pi v_R N K_M H_z^0 R^*, \quad (4.15)$$

где K_M - множитель, величина которого определяется числовыми значениями материальных констант и рассчитывается по формуле

$$K_M = \frac{\mu_0}{\mu_1^\varepsilon} (m_1 - m_2) \frac{\alpha(\beta - \alpha)}{(\gamma + \alpha)(\gamma + \beta)} + \frac{\mu_0}{\mu_3^\varepsilon} m_1 \frac{(\alpha^2 - \gamma^2 m_2/m_1)}{\gamma(\gamma + \alpha)}. \quad (4.16)$$

Для оценки величины параметра K_M можно пользоваться следующими значениями магнострикционных констант: $m_1 \cong 0,2 \text{ Гн/м}$ и $m_2 \approx -m_1/2 = 0,1 \text{ Гн/м}$. Полагая $\mu_1^\varepsilon \approx \mu_3^\varepsilon = 30 \mu_0$, для ферромагнетика с коэффициентом Пуассона $\nu = 0,3$ получаем $K_M = 0,028$.

Символом $R^* = R/\gamma$ в формуле (4.15) обозначен амплитудный множитель волны Рэлея с размерностью метры. Строго говоря, амплитудный множитель R^* является достаточно сложной функцией, которая определяется в результате решения задачи о возбуждении поверхностных волн Рэлея тем или иным набором поверхностных и (или) объемных нагрузок [17 - 20]. Если поверхностные волны Рэлея возбуждаются нормальными силами, которые равномерно распределены в круге радиуса r_0 (рис. 5) с поверхностной

плотностью σ_0 , то амплитудный множитель R^* определяется следующим выражением

$$R^* = \pi \frac{\sigma_0 r_0}{2G} f(\nu) J_1(\gamma r_0) e^{-i\pi/2}, \quad (4.17)$$

где $f(\nu) = -\frac{(2\gamma^2 - 1)\alpha\beta}{4\alpha\beta(2\gamma^2 - 1) - 4\alpha^2\beta^2 - 2\gamma^2(\alpha^2 + \beta^2)}$ - константа, числовое

значение которой определяется величиной коэффициента Пуассона, для коэффициента Пуассона $\nu = 0,3$ константа $f(\nu) = 0,507774$;

$J_1(\gamma r_0)$ - функция Бесселя первого порядка – она определяет влияние размеров площадки нагружения на эффективность возбуждения волн Рэлея на различных частотах.

Принимая $G = 70 \text{ ГПа}$ и $r_0 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ при плотности внешних сил $\sigma_0 = 100 \text{ кПа}$ (эти значения обеспечиваются пьезоэлектрическими излучателями ультразвуковых волн) на безразмерной частоте $\gamma r_0 = 1,84$, где функция Бесселя первого порядка принимает максимальное значение $0,582$ получаем значение $R^* = 1,658 \cdot 10^{-9} \text{ м}$.

Таким образом, амплитудный множитель R^* имеет порядок единиц нанометров.

Полагая, что $v_R = 3500 \text{ м/с}$, $N^* = 100 \text{ Ампер/витков}$, $H_z^0 = 1 \text{ кА/м}$ и $R^* = 2 \cdot 10^{-9} \text{ м}$, для определенного ранее параметра $K_M = 0,028$ получаем следующую оценку абсолютной чувствительности $U_0 = 6 \cdot 10^{-3} \text{ В}$. Так как передаточная характеристика $W_K(b, R, \gamma) < 1$, то разность потенциалов $U_{\text{вых}}(\omega)$ на циклической частоте $f = 410 \text{ кГц}$ (на этой частоте $\gamma r_0 = 1,84$) минимум в три раза меньше абсолютной чувствительности U_0 .

Совокупность полученных результатов позволяет конструировать приемники ультразвуковых волн электромагнитного типа, которые гарантировано эффективно работают в заданном диапазоне частот.

Выводы. 1. Усовершенствована концепция взаимодействия упругих колебаний распространяющихся в ферромагнитном материале с приемной катушкой индуктивности при наличии поляризующего магнитного поля, которая дала возможность расчета конструктивных параметров приемных ЭМА преобразователей.

2. Впервые сформулирована и развита концепция внутреннего магнитного поля, наличие и величина которого существенно влияет на процесс приема ультразвуковых поверхностных волн ЭМА преобразователями. Создан

математический аппарат для оценки динамической намагниченности, которая возникает в деформируемом, предварительно намагниченном не до насыщения, ферромагнетике.

3. Разработана методика и получены расчетные соотношения, которые позволяют определять геометрические параметры электрического контура приемника переменного магнитного поля в составе ЭМАП по известным характеристикам плоских и радиально распространяющихся в ферромагнитном изделии ультразвуковых волн.

4. Оценена абсолютная чувствительность электромагнитного – акустического преобразователя типа в режиме приема поверхностных волн Рэлея.

Список литературы: 1. *Шубаев С. Н.* Общие закономерности электромагнитного приема волн Рэлея и Лэмба / *С. Н. Шубаев, Ю. М. Шкарлет* // Дефектоскопия. – 1972. – № 5. – С. 63 – 72. 2. *Шубаев С. Н.* Переменные поля, возникающие при электромагнитном методе приема волн Рэлея и Лэмба / *С. Н. Шубаев, Ю. М. Шкарлет* // Дефектоскопия. – 1972. – № 6. – С. 62 – 78. 3. *Шубаев С. Н.* Расчет датчиков, применяемых при электромагнитном методе приема волн Рэлея и Лэмба / *С. Н. Шубаев, Ю. М. Шкарлет* // Дефектоскопия. – 1973. – № 1. – С. 81 – 89. 4. *Ильин И. В.* К теории ЭМА метода приема волн Рэлея для ферро- и ферримагнитного материалов / *И. В. Ильин., А. В. Харитонов* // Дефектоскопия. – 1980. – № 7. – С. 86 – 93. 5. *Комаров В. А.* Магнотриксционное электромагнитно-акустическое преобразование в нормальном поляризованном поле / *В. А. Комаров* // Дефектоскопия. – 2004. – № 3. – С. 43 – 55. 6. *Сучков Г.М.* Возможности современных ЭМА - толщиномеров / *Г. М. Сучков* // Дефектоскопия. – 2004. – № 12. – С. 16–25. 7. *Гринберг Г. А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. / *Г. А. Гринберг.* – М. – Л.: Изд – во АН СССР. – 1948. – 727 с. 8. *Mallinson J.* Magnetometer Coils and Reciprocity. // *J. Appl. Phys.* – 1966. – 37. - №6. – P. 2514 – 2515. 9. *McNab A., Richter J.* Electromagnetic fields reciprocity applied to the excitation and detection of elastic waves in an electromagnetic cavity resonator // *J. Acoust. Soc. Amer.* – 1979. – 66. - №6. – P. 1593 – 1600. 10. *Кошелева Е. М.* Применение теоремы о наведенном токе для расчета комплексного коэффициента передачи линии задержки на акустических поверхностных волнах / *Е. М. Кошелева, О. Г. Павленко* // Радиотехника и электроника. – 1977. – 22. -№11. – С. 2291 – 2298. 11. *Петрищев О. Н.* Математическое моделирование преобразователей электромагнитного типа в режиме приема ультразвуковых волн в металлах / *О. Н. Петрищев.* // Акуст. вісник. – 2005. – Т.8. – №3. – С. 50 – 59. 12. *Тамм И. Е.* Основы теории электричества. / *И. Е. Тамм.* – М.: Наука, 1976. – 616 с. 13. *Власов К. Б.* Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнотриксционных) сред / *К. Б. Власов* // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1957. – Т. 21. – № 8. – С. 1140–1148. 14. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра, ортогональные многочлены. / *Г. Бейтмен, А. Эрдейи.* – М.: Наука, 1974. – 296 с. 15. *Кошляков Н. С.* Уравнения в частных производных математической физики. / *Н. С. Кошляков., Э. Б. Глинер, М. М. Смирнов.* – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с. 16. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами* / Под ред. *М. Абрамовица* и *И. Стигана.* – М.: Наука, 1979. – 832 с. 17. *Гринченко В.Т.* Изучение закономерностей процесса возбуждения упругих волн при сложном нагружении участка изотропной полосоы / *В. Т. Гринченко, О. Н. Петрищев* // Извистия АН Арм. ССР. Механика. – 1987. – Т. 40. - № 6. – С. 22 –31. 18. *Петрищев О.Н.* Ультразвуковые магнотриксционные волноводные системы / *О. Н. Петрищев, А. П. Штнь.* – Киев: Изд – во при Киевском гос. университете им. Т. Г. Шевченко, 1989. – 132 с. 19. *Петрищев О.Н.* Возбуждение волн Рэлея в металлической полосе поляризованной постоянным магнитным полем / *О. Н. Петрищев* // Акустичний вісник. – 2005. – Т. 8. - № 1-2. – С. 85 – 95. 20. *Петрищев О.Н.* Возбуждение электромагнитным полем волн Рэлея в ферромагнитных металлах / *О. Н. Петрищев* // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2005. - № 4. – С. 23 – 30.

Надійшла до редколегії 05.02.2013

Теоретические исследования ЭМА способа регистрации поверхностных волн при ультразвуковом контроле ферромагнитных металлоизделий / О.Н. Петрищев, Г.М. Сучков, М.И. Романюк, С.В. Хащина // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 58–89. – Бібліогр.: 20 назв.

Запропоновано новий підхід побудови математичних моделей електромагнітних ультразвукових перетворювачів у режимі прийому пружних коливань у феромагнітних металовиробах. Продуктивність і практична значимість цього підходу показана на прикладі побудови математичної моделі накладного перетворювача. Отримані аналітичні вирази можуть бути використані в процесі проектування ЕМА перетворювачів для розрахунку конструктивних параметрів приймальної частини.

Ключові слова: електромагнітно - акустичний перетворювач, ультразвуковий контроль, чутливість перетворювача, магнітний потік, феромагнітний матеріал, математична модель, значення функції, граничні умови.

A new approach to the construction of mathematical models of electromagnetic ultrasonic transducers in the receive mode of elastic vibrations in Ferromagnetic Metal products. Productivity and practical significance of this approach is shown by the example of a mathematical model of surface-converter. The analytical expressions may be used in the design calculations EMAT transducers for receiving part of the design parameters.

Keywords: electromagnetic acoustic transducer, ultrasonic testing, the sensitivity of the transducer, the magnetic flux, the ferromagnetic material, the mathematical model, the value of the function, the boundary conditions.

Г. М. СУЧКОВ, д-р техн. наук, проф., НТУ «ХПІ»;
М. Є. ПОЗНЯКОВА, аспірант, НТУ «ХПІ»

МЕТОДИ ТА ЗАСОБИ ДЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КОНТРОЛЮ ЗАГОТОВОК ТА ЗАЛІЗНИЧНИХ ОСЕЙ (ОГЛЯД)

На основі аналізу інформаційних джерел зроблено висновок про необхідність створення нових методів і засобів ультразвукового контролю заготовок і залізничних осей, які б дали можливість проводити неруйнівний контроль з чутливістю більшою, ніж є на цей час.

Ключові слова: залізнична ось, акустичний контроль, імерсійний метод, дефект, п'єзоелектричний перетворювач.

Вступ. Залізничному транспорту належить провідна роль у транспортній системі України. В даний час спостерігається збільшення швидкості руху та грузонавантаженості поїздів, що призводить до підвищення вимог до технічного стану рухомого складу і колійного господарства. Проте бувають випадки руйнування деталей через несправності, своєчасно не виявлені при ремонті та експлуатації рухомого складу, це спричиняє аварії на залізничних коліях, див. рис. 1.



Рис. 1 - Аварія на Західно - Сибірській залізниці (Росія)

© Г. М. Сучков, М. Є. Познякова, 2013

Одною з причин аварій є наявність внутрішніх та поверхневих дефектів в тому числі в осях вагонів та локомотивів, що виникають, як при виробництві так і при експлуатації рухомого складу залізниць. Аварій, обумовлених дефектами, можливо уникнути при проведенні якісного неруйнівного контролю відповідно до чинної нормативно - технічної документації (НТД). На сьогоднішній день при дефектоскопії елементів колісних пар використовують магнітопорошковий, вихрострумний та ультразвуковий методи контролю [1-4]. Особливі складності мають місце при виявленні внутрішніх дефектів, оскільки із-за великої товщини заготовок і осей неможливо використовувати метод проникаючого випромінювання. Єдиним методом що дозволяє знаходити являється акустичний. Тому при контролі залізничної осі необхідно використовувати акустичний метод неруйнівного контролю (НК) [5]. За допомогою нього виявляють як внутрішні дефекти, так і проводять оцінку структури матеріалу ОК, визначення координат локальних внутрішніх дефектів, прийняття рекомендованих рішень «придатний-брак». Широко використовують два методи акустичного НК – контактний і імєрсійний [6-9], які можуть забезпечити потрібну достовірність контролю залізничних осей. Але, згідно з діючою НТД, ці методи дозволяють виявляти дефекти від 3 мм і більше. В той час, коли вже необхідно визначати дефекти від 1мм. Звідси впливає необхідність підвищення чутливості методів до внутрішніх дефектів залізничних осей. Тож тема є досить актуальною та своєчасною.

Акустичний контроль залізничних осей. Часто виявлення внутрішніх дефектів виконується засобами ультразвукового луна-імпульсного методу з прямим вводом акустичного променя [10] та за допомогою перетворювачів з похилим вводом [10] ультразвукового поля. Схема такого контролю наведена на рис. 2 [10].

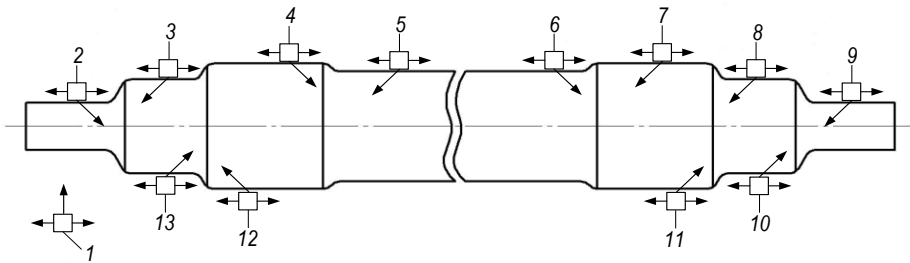


Рис. 2 – Узагальнена схема контролю залізничної осі на наявність внутрішніх дефектів

Оскільки при використанні цього методу дефектоскоп працює, як правило, в імпульсному режимі, метод часто називають луна-імпульсним. Може використовуватися перетворювач як з одним активним елементом, що поєднує функції випромінювача і приймача, так і перетворювач з роздільними випромінювачем і приймачем, або два перетворювача: один - в режимі випромінювання,

другий - в режимі прийому. Зазвичай випромінювач і приймач знаходяться з одного боку виробу.

Випромінюючі у виріб імпульси ультразвуку називаються зондуючими. Дефектоскоп посилає їх через певні проміжки часу. Зондуючий імпульс відбивається від протилежної (донної) поверхні виробу і, повертаючись, частково потрапляє на приймальний перетворювач. На екрані індикатора виникає донний сигнал. При наявності дефекту (несуцільності) імпульс відіб'ється від нього раніше, ніж від донної поверхні. Між зондуючим і донним сигналами виникає проміжний сигнал - від несцільності, який і є ознакою наявності дефекту в цьому методі [11].

Траєкторія переміщення перетворювача при реальному контролі наведена на рис. 3 та рис. 4 [12].

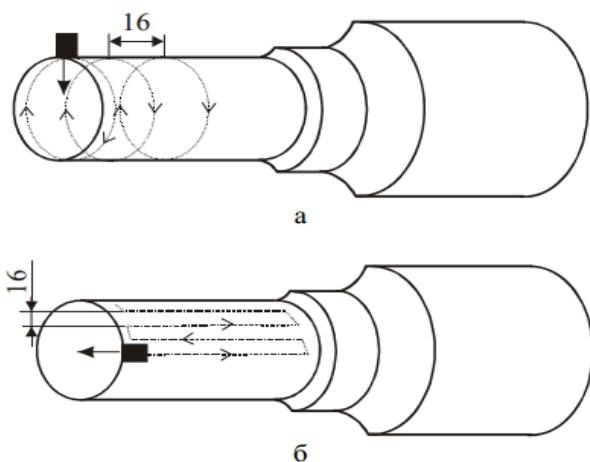


Рис. 3 - Траєкторія переміщення перетворювача по радіусу осі: а - спіральне сканування, б - сканування по твірній

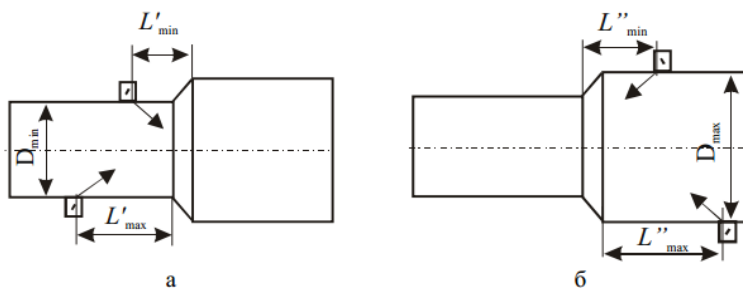


Рис. 4 - Траєкторія переміщення похилого перетворювача по довжині: а - прозвучування зі сторони меншого діаметра; б - прозвучування зі сторони більшого діаметра

Оцінка структури металу здійснюється за допомогою дзеркально-тіньового методу в повздовжньому або радіальному напрямку проходження акустичного променя відносно осі. Схему контролю наведено на рис. 5.

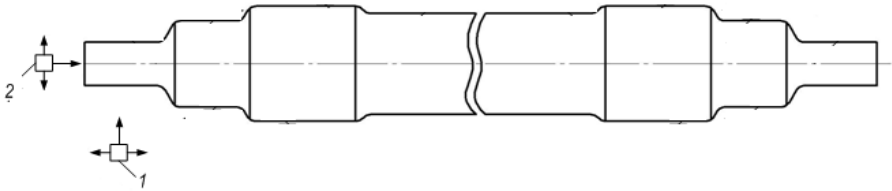


Рис. 5 - Схема аналізу структури залізничної осі

Для реалізації схем контролю наведених на рис. 2-5 використовують контактний акустичний метод НК, який заснований на використанні п'єзоелектричних перетворювачів як з прямим, так і похилим вводом [13-16]. П'єзоелектричний перетворювач (ПЕП) - пристрій, призначений для перетворення електричної енергії в акустичну і навпаки. Майже 99% п'єзоелектричних перетворювачів, які застосовуються у промисловості, є контактними. Для забезпечення їх акустичного контакту з контрольованим об'єктом необхідна наявність на його поверхні контактної рідини [17]. Зовнішній вигляд деяких ПЕП різного призначення показаний на рис. 6.



Рис. 6 - П'єзоелектричні перетворювачі різного типу і призначення

Контактний спосіб полягає в розміщенні ПЕП на поверхні ОК, попередньо змазаного контактною рідиною. Для реалізації контактної способу поверхня ОК повинна бути гладкою (нерівності не повинні перевищувати 10..40 мкм). Але й у такому випадку коливання амплітуди корисних сигналів досягають 20 дБ [18], що істотно знижує чутливість і достовірність контролю. Чутливість перетворення при такому контролі складає: випромінювання – 1, прийому – 1, подвійного – 1 [18].

Контактний метод, наприклад, реалізовано в сучасних установках для автоматичного контролю залізничних осей такі як «САНКТ-3» [6], рис. 7, та «Ультрамаг» [7], рис. 8. Дані установки призначені для комплексного повного контролю осей на знаходження внутрішніх дефектів і аналізу структури металу за допомогою ультразвукових коливань та виявлення поверхневих дефектів за допомогою вихрострумовевого методу у випадку установки «САНКТ-3», а також магнітопорошкового - у випадку з «Ультрамаг». Установки забезпечує проведення 100% ультразвукового контролю (УЗК), з подальшим аналізом результатів контролю та прийняттям рішення про бракування осі, а також видачу повного протоколу контролю в електронному вигляді. Всі результати УЗК у вигляді Б - скан по всім каналам для кожної проконтрольованої осі зберігаються на жорсткому диску з можливістю архівації на компакт-дисках або інших носіях.



Рис. 7 - Установа комплексного контролю залізничних осей «САНКТ-3»



Рис. 8 - Установка комплексного контролю залізничних осей «Ультрамаг»

Головною перевагою контактного методу є достатньо висока точність УЗК. Але існують й недоліки, головним із них є потреба постійного контакту п'єзоелектричного перетворювача з поверхнею ОК. В результаті такої взаємодії відбувається зношення протектора, що призводить до зниження достовірності контролю та виходу із ладу датчика. Реалізуючі установки складні і дорогі. Механічні частини систем контролю зношуються.

Більш простий варіант ультразвукового контролю реалізується імерсійним методом. З його допомогою виключається зношення перетворювача, механічне обладнання більш просте і дешеве. Але для проведення імерсійного акустичного контролю потрібно занурити ось в очищену від домішок воду з добавками інгібіторів, які зменшують корозію поверхні металу залізничної осі [19]. Чутливість цього методу приблизно у десять разів нижче контактного [20]. Чутливість перетворення при такому контролі складає: випромінювання – 0,3, прийому – 0,3, подвійного – 0,1 [20].

Імерсійні установки поширені в Європі, наприклад, установка для імерсійного контролю залізничних осей «UZO 3000» [8], див. рис. 9.



Рис. 9 - Установа комплексного контролю залізничних осей «UZO 3000»

Як показує аналіз характеристик «UZO 3000», в реалізованій нею імерсійний метод має переваги порівняно з контактним. ПЕП не контактує з поверхнею осі, що дає змогу використовувати його набагато триваліший час. Серед недоліку такого методу є потреба у використанні високої кількості контактної рідини, яку потрібно постійно очищувати, щоб отримувати істинні результати контролю. Чутливість імерсійного методу нижче, ніж контактного [20]. У зв'язку з цим необхідно розробляти методи та засоби для підвищення чутливості. Це можливо шляхом підвищення частоти ультразвуку. Однак, цей шлях не завжди можливо використовувати, бо в деяких випадках може знадобитися настільки підвищити частоту ультразвуку, що практично здійснити це стане складним. Більш ефективним буде підвищення чутливості за рахунок заміни ударного живлення п'єзоперетворювачів шляхом збудженням імпульсів у виді пакету з заданою тривалістю [21].

Слід відмітити, що при проведенні неруйнівного контролю його доцільно виконувати на ранніх стадіях виробництва. Тобто з економічної точки зору дефектоскопію внутрішніх дефектів доцільно вести для заготовок, з яких виготовляються залізничні осі. Такі заготовки як правило мають суттєво не гладку поверхню. В цьому випадку використання контактних і імерсійних методів ультразвукового контролю буде мати низьку достовірність [20]. Вирішити вказану

проблему можливо за рахунок використання безконтактних методів дефектоскопії серед яких найбільш розвиненим є електромагнітно-акустичний (ЕМА) [22-24]. Проте ЕМА метод вважається низькочутливим [20], енергоємним, громіздким. Тобто є технічне протиріччя, яке необхідно вирішувати для випадку контролю заготовок для виготовлення залізничних осей. Одним із напрямків підвищення чутливості ЕМА методу може бути використання пакетного збудження ультразвукових імпульсів [21], підвищення потужності генераторів живлення ЕМА перетворювачів [24], збільшення величини поляризуючого магнітного поля [22] використання сучасних методів обробки і виділення корисних сигналів [25].

Висновки.

1. Встановлено, що ультразвукові контактний, імерсійний та потенціально перспективний ЕМА методи мають свої переваги і недоліки при виявленні внутрішніх дефектів і оцінки структури сталі залізничних осей за заготовок для їх виготовлення. Технічні протиріччя для кожного з них диктують необхідність виконання досліджень вказаних методів з наступним їх вирішенням.

2. В зв'язку з підвищенням вимог до якості залізничних осей показана необхідність підвищення чутливості ультразвукової дефектоскопії з використанням в якості калібровочних моделей дефектів в вигляді плоскодонних відбивачів діаметром 1 мм і більше замість 3 мм і більше.

3. Встановлена необхідність розробки нових методів і засобів ультразвукового контролю, які б забезпечили необхідне підвищення чутливості виявлення внутрішніх дефектів залізничних осей та заготовок з яких вони виготовляються.

Список літератури: 1. *Троїцкий В.А.* Магнитопорошковый контроль сварных соединений и деталей машин. – К: Феникс, 2002. – 300 с. 2. *Не разрушающий контроль.* Справочник. В 8 т. Под общ. ред. *В. В. Клюева.* Т. 2. Вихретоковый контроль (*Ю.К. Федосенко, В.Г. Герасимов, А.Д. Покровский, Ю.Я. Останин*) – 2-е изд., испр. – М.: Машиностроение, 2006. – 688 с. 3. *Крауткреммер Й.* Ультразвуковой контроль материалов: справ. изд. / *Й. Крауткреммер, Г. Крауткреммер:* пер. с нем. – М.: Металлургия, 1991. – 752 с. 4. *Ермолов И. Н.* Не разрушающий контроль: практ. пособие: в 5 кн. кн. 2. Акустические методы контроля / *И. Н. Ермолов, Н. П. Алешин, А. И. Потапов;* под ред. *В. В. Сухорукова.* – М.: Высшая школа, 1991. – 283 с. 5. <http://www.ndt.com.ua>. 6. <http://www.vimatec.ru>. 7. <http://www.ptsndt.com/ru>. 8. *Познякова М. Е.* Повышение чувствительности иммерсионного ультразвукового контроля заготовок для железнодорожных осей / *М. Е. Познякова, Г. М. Сучков* // Вісник НТУ «ХПИ». – 2012. – Вип. 46. – С. 223–227. 9. Не разрушающий контроль и диагностика: справочник / *Клюев В. В., Соснин Ф. Р., Ковалев А. В.* и др.; под ред. *В. В. Клюева.* – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Машиностроение, 2003. – 656 с. 10. РД 32-144.2000. Контроль неразрушающий приемочный. Колеса цельнокатаные, бандажи и оси колесных пар подвижного состава. Технические требования. 11. *Маркас В. И.* Контрольно-измерительные пьезоэлектрические преобразователи / *В. И. Домаркас, Р.-И. Ю. Кажис.* – Вильнюс: Минтае. – 1975. – 258 с. 12. СТО 1.11.001. Методические указания по приемочному ультразвуковому неразрушающему контролю осей колесных пар подвижного состава. 13. Ультразвуковые пьезопреобразователи для неразрушающего контроля / под ред. *И. Н. Ермолова.* – М.: Машиностроение, 1986. – 280 с. 14. *Білокур І.П.* Акустичний контроль: Навчальний посібник. – К.: ІСДО, 1997. – 244 с. 15. Неразрушающий контроль и диагностика: справочник / *В. В. Клюев, Ф. Р. Соснин, В. Н. Филишов* и др.; под ред. *В. В. Клюева.* – М.: Машиностроение, 1995. – 488 с. 16. ГОСТ 23829-85. Контроль неразрушающий акустический. Термины и определения. 17. *Сучков Г.М.* О главном преимуществе ЭМА способа // Дефектоскопия. – Екатеринбург, 2000. – № 10. – С. 67-70. 18. СТО РЖД 1.11.001-2005. Методические указания по

приемочному ультразвуковому неразрушаючому контролю осей колесних пар подвижного состава. М. 2005. - 36 с. **19.** Ермолов И. Н. Теория и практика ультразвукового контроля. - М.: Машиностроение, 1981. - 240 с. **20.** Себко В.П. Сучков Г.М. Алексеев Е.А. Оптимизация параметров ЭМА толщинномеров для контроля тонкостенных изделий // Дефектоскопия. – 2002. – № 12. – С. 21-28. **21.** Сучков Г.М. Розвиток теорії і практики створення приладів для електромагнітно-акустичного контролю металовиробів. Автореф. дис. д.т.н., Харків, НТУ «ХП», 2005 - 37 с. **22.** Петрищев О. Н. Теоретичні основи розрахунку та проектування ультразвукових перетворювачів електромагнітного типу. Автореф. дис. д.т.н., Київ, НТУУ «КП», 2009. - 36 с. **23.** Сучков Г.М. Повышение возможностей бесконтактной дефектоскопии поверхности катаных ферромагнитных металлоизделий / Петрищев О.Н., Хащина С.В., Десятниченко А.В., Ноздрачева Е.Л. // Контроль. Диагностика. – 2013. – № 4. – С. 31-35. **24.** Сучков Г.М. Генератор зондирующих импульсов для ЭМА дефектоскопов / Петрищев О.Н., Чердиченко И.В., Федоров В.В. и др. // Дефектоскопия. – 2012. - № 9. – С. 42-47. **25.** Сучков Г.М. Возможности линейной частотной фильтрации в ЭМА приборе // Контроль. Диагностика. 2004. - № 10. – С. 20-21

Надійшла до редколегії 05.02.2013

УДК 620.179

Огляд методів та засобів для ультразвукового контролю заготовок та залізничних осей / Г.М. Сучков, М.Є. Познякова // Вісник НТУ «ХП». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХП», 2013. – № 34 (1007). – С. 90–98. – Бібліогр.: 25 назв.

В статье, на основе изученной литературы, рассмотрены основные методы и средства контроля заготовок и железнодорожных осей. Показана необходимость создания новых, современных систем неразрушающего контроля.

Ключевые слова: железнодорожная ось, акустический контроль, иммерсионной метод, дефект, пьезоэлектрический преобразователь.

In an article the main methods and means of control of billets and railway axles are presented. it is shown of the necessity of creating new, modern systems of nondestructive testing.

Keywords: railway axis, acoustic control, immersion method, defect, a piezoelectric transducer.

Г. Г. ЛУЦЕНКО, канд. техн. наук, ген. директор УкрНИИНК, Киев;
Д. В. ГАЛАНЕНКО, инженер-конструктор НПФ "Промприлад", Киев;
О. В. ТАЛЬКО, мл. науч. сотр. ИПМ НАН Украины, Киев

АНАЛИЗ СПЕКТРА СИГНАЛОВ АЭ В СИСТЕМЕ КОНТРОЛЯ ПОВРЕЖДЁННОСТИ ЦИКЛИЧЕСКИ ДЕФОРМИРУЕМОГО МОЩНЫМ АКУСТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ МАТЕРИАЛА

В результате проведенного моделирования акустического тракта системы для выявления сигналов АЭ в процессе резонансного нагружения образцов и теоретического исследования особенностей распространения этих сигналов в упругом слое разработаны рекомендации по оптимизации толщины волновода и полосы частот приёмного тракта системы для повышения её помехоустойчивости и информативности.

Ключевые слова: акустическая эмиссия, усталость материала, волны Лэмба, спектр сигнала, упругий слой, неразрушающий контроль.

Введение. Применение метода акустической эмиссии (АЭ) для контроля за процессом развития усталостной повреждённости материала при высокоскоростном резонансном циклическом деформировании его образцов в мощных акустических полях позволяет накапливать информацию о закономерностях многоциклового усталости материалов на больших базах нагружения и поэтому имеет важное значение для обеспечения безаварийной работы современных машин и механизмов [1]. Это перспективное направление развития техники неразрушающего контроля сдерживается основным недостатком метода АЭ – его слабой помехозащищённостью [2]. Поэтому использование метода АЭ в указанном направлении предполагает применение нетривиальных решений.

Анализ последних исследований и литературы. В работах [3-5] был проведен цикл исследований по созданию системы для выявления и идентификации сигналов АЭ в условиях высокоскоростного резонансного деформирования образцов листовых материалов в мощных акустических полях и её проверке на материалах, имеющих разные закономерности накопления усталостных повреждений. Отмечено, что, во-первых, эффективное выявление сигналов АЭ в условиях собственных шумов испытательной машины, начиная с ранних стадий усталости материала, возможно при оптимизации параметров системы контроля, в первую очередь, её акустического тракта, а, во-вторых, – структура сигналов АЭ в процессе разрушения материала изменяется. Поэтому одним из направлений оптимизации системы контроля может быть адаптация её параметров к особенностям структуры сигнала АЭ, генерируемого в материале на разных стадиях его разрушения, и прошедшего акустический тракт.

Испытуемые образцы листового материала, в которых генерируются сигналы АЭ, можно рассматривать как упругий слой. В упругом слое сигналы

АЭ претерпевают изменение структуры вследствие особенностей передачи импульсов волноводными модами Лэмба. Известны теоретические исследования этих явлений с использованием лучевого [6, 7] и модового [8, 9] представления поля упругих волн. Источник сигналов АЭ моделировали сосредоточенной силой [10], поперечной к слою [8] или комбинацией различно ориентированных сосредоточенных сил [7]. Наиболее полная теория возбуждения слоя объёмными силами представлена в [9]. Разным стадиям усталости материала могут соответствовать и другие модели источника АЭ: в виде спонтанного изменения плотности (источник дилатации) или спонтанного вращения (источник ротации).

Цель статьи. Цель этой работы состоит в повышении информативности и помехоустойчивости системы АЭ-контроля повреждённости циклически деформируемого мощным акустическим полем образца листового материала путём адаптации элементов акустического тракта к особенностям спектра сигнала АЭ, который генерируется в материале на разных стадиях его усталостного разрушения и проходит через акустический тракт.

Постановка проблемы. Проблема состоит в том, что при АЭ-контроле усталостной повреждённости циклически деформируемого образца листового материала в мощном акустическом поле, с одной стороны, высок уровень собственных шумов испытательной машины, маскирующих полезный сигнал, а, с другой, сигналы АЭ, которые поступают на приёмный преобразователь тракта обработки, изменяют свою структуру по мере накопления повреждений и при прохождении в акустическом тракте. Поэтому адаптация акустического тракта к особенностям этой структуры позволит обеспечить повышение помехоустойчивости системы и выявление дополнительной информации о механизмах разрушения материала.

Материалы исследований. Акустический тракт системы показан на рис. 1. Образец постоянного сечения 1 вместе с наложенным на него волноводом 2 жёстко консольно закреплён устройством крепления 3. При испытаниях на первой собственной форме изгибных колебаний зона высоких напряжений, в которой локализуется накопление усталостных повреждений материала, находится вблизи заделки образца, а на второй форме – на относительном расстоянии от заделки, равном 0,53 длины образца [11]. Размер этой зоны мал по сравнению с размером образца, причём на второй форме колебаний на порядок меньше, чем на первой.

При разрушении материала сигналы АЭ генерируются в зоне высоких напряжений, проходят образец 1, волновод 2 и попадают на преобразователь 4. С акустической точки зрения и образец, и волновод можно моделировать упругим слоем. Толщина образца обычно не превышает 5 мм и определяется условиями испытаний на усталость [11], поэтому её можно регулировать только в определённых пределах. Толщину волновода можно изменять для обеспечения наибольшего коэффициента передачи сигнала АЭ.

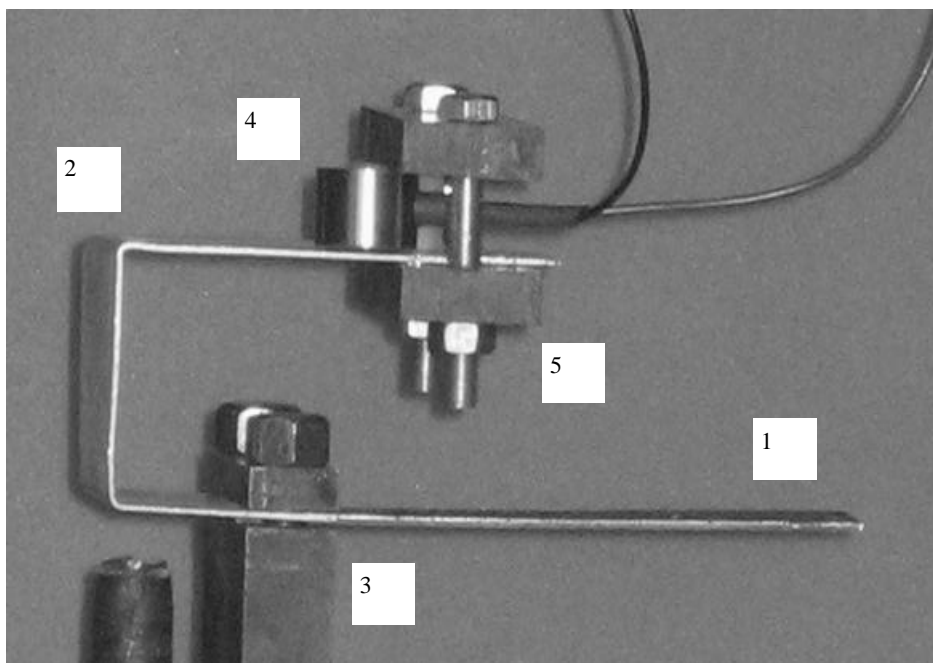


Рис. 1 – Внешний вид акустического тракта системы: 1 – испытуемый образец; 2 – волновод; 3 – устройство крепления образца с волноводом; 4 – пьезопреобразователь; 5 – устройство крепления пьезопреобразователя

Рассматривались следующие модели источников АЭ: различно ориентированных сосредоточенных сил, дилатации и ротации. Поскольку уравнение Ламэ предполагает сторонние воздействия только в виде сил, распределённых в объёме среды, источники дилатации и ротации вводили заменой уравнения Ламэ эквивалентной системой дифференциальных уравнений относительно компонент четырёхмерного вектора, составленного из горизонтального и вертикального смещений частиц среды, дивергенции и ротации [12]. Такое описание пригодно при рассмотрении двумерного движения типа P и SV волн в произвольной системе ортогональных координат [13]. Требование двумерного характера движения сужает возможности данного подхода на рассмотрение лишь таких источников, которые генерируют осесимметричное поле упругих волн в слое: вертикальные или радиальная силы, сторонние дивергенция или ротация, равномерно распределённые на поверхности вертикального цилиндра конечного радиуса и высоты (предельным переходом эти источники переводятся в точечные). Считалось, что спектральные характеристики сигналов инициированы в упругом слое воздействиями в виде коротких импульсов. Спектр сигнала рас-

считывали в виде суммы вкладов распространяющихся (для фиксированного частотного диапазона) цилиндрических волн Лэмба:

$$S(\omega, r, z_0) = \sum_m S_0(\omega) K_{m_0}(\omega) K_m(\omega, r, z_0), \quad (1)$$

где $S_0(\omega)$ – спектр сигнала на источнике АЭ, $K_{m_0}(\omega)$ – частотная характеристика преобразователя при приёме m -той волны, $K_m(\omega, r, z_0)$ – коэффициент передачи для m -той волны от источника с координатами $r=0, z=z_0$ в точку с координатами $r, z=H$, где H – половина толщины слоя.

Для расчёта одной из гармонических компонент поля сигнала введём четырёхмерный вектор $\mathbf{p}:\{u, c, w, d\}$, где u, w – радиальная и вертикальная (поперечная) компоненты вектора смещения, c – ненулевая компонента ротации, d – дивергенция.

Можно показать, что $\mathbf{p}(z, r)$ подчиняется следующему дифференциальному уравнению с матричными коэффициентами:

$$\mathbf{A} \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial z} + \mathbf{B} \mathbf{p} + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial r} = \mathbf{f} \frac{1}{r} \delta(r-r_0) \delta(z-z_0), \quad (2)$$

где: $\mathbf{A} = \{0, 0, -1, 0, 0, 0, \xi^{-2}, 1, 0, 0, 0, -\xi^2, 0, 0\}$; $\mathbf{B} = \{1/r, 0, 0, 1, 0, -1/r, k_s^2, 0, 0, -1, 0, 0, -k_l^2, 0, 0, 0\}$, $\mathbf{f} = \{d_0, f_z, c_0/r_0, -\xi^2 f_r/r_0\}$. Здесь k_s, k_l – волновые числа сдвиговых и продольных волн, $\xi=c_s/c_l$ – отношение скоростей этих волн. В приведенных выражениях для матриц запятые являются разделителями элементов внутри строк, а точки с запятой – разделителями строк. Правая часть уравнения (2) описывает источник, в котором сторонние силы, сторонние дивергенция и ротация распределены на кольце радиуса r_0 с соответствующими плотностями. Уравнение (2) следует дополнить условиями свободной границы при $z=\pm H$ и условиями погашаемости при $r \rightarrow \infty$.

Разыскивая решение уравнения (2) в виде интегрального преобразования Фурье-Бесселя с ядром $J_{\nu_k}(\gamma r)$ (где $\nu_k=1$ для радиального смещения и ротации и $\nu_k=0$ для вертикального смещения и дивергенции, γ – спектральный параметр), учитывая свойства чётности (или нечётности) компонентов вектора $\mathbf{p}(r, z)$, являющегося Фурье-образом вектора $\mathbf{p}(r, z)$, и применяя известные соотношения обхода для функций Ханкеля, можно представить решение задачи в следующей интегральной форме:

$$p_k(r, z) = 1/2 \int_{-\infty}^{\infty} P_k(\gamma, z) H_{\nu_k}^{(1)}(\gamma r) \gamma d\gamma \quad (3)$$

где $P_k(\gamma, z)$ – компоненты вектора $\mathbf{P}(\gamma, z) = \mathbf{G}(\gamma, z, z_0) \mathbf{F}$; $\mathbf{F} = \{d_0 J_0(\gamma r_0), f_z J_0(\gamma r_0), c_0 J_1(\gamma r_0)/r_0, f_r J_1(\gamma r_0)/r_0\}$ – преобразованная по Фурье-Бесселю правая часть уравнения (2), $\mathbf{G}(\gamma, z, z_0)$ – матрица Грина поперечного сечения слоя, т.е. решение системы уравнений:

$$\mathbf{A}_1 \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} + (\mathbf{B}_1 - \gamma \mathbf{I}) \mathbf{G} = \mathbf{I} \delta(z - z_0) \quad (4)$$

где $\mathbf{A}_1 = \{0,0,-1,0;0,0,0,\xi^{-2};-1,0,0,0;0,\xi^2,0,0\}$, $\mathbf{B}_1 = \{0,0,0,1;0,0,k_s^2,0;0,0,1,0,0;k_l^2,0,0,0\}$, \mathbf{I} – единичная матрица. Граничные условия для системы (4) имеют вид: $\mathbf{S}\mathbf{G}=0$, где $\mathbf{S} = \left\{ (-2\gamma\xi^2, 0, 0, 1) \Big|_{z=H}; (0, 1, -2\gamma, 0) \Big|_{z=-H}; (-2\gamma\xi^2, 0, 0, 1) \Big|_{z=-H}; (0, 1, -2\gamma, 0) \Big|_{z=-H} \right\}$. Выражение матрицы Грина поперечного сечения через общее решение $\mathbf{Z}(z)$ уравнения (4):

$$\mathbf{G}(z, z_0, \gamma) = \frac{1}{2} \mathbf{Z}(z) (\mathbf{S}\mathbf{Z})^{-1} (\mathbf{E} \mp \mathbf{I}) (\mathbf{S}\mathbf{Z}) (\mathbf{A}_1 \mathbf{Z}(z_0))^{-1} \quad (5)$$

где $\mathbf{E} = \{1,0,0,0;0,1,0,0;0,0,-1,0;0,0,0,-1\}$. Представим матрицу, обратную к $\mathbf{S}\mathbf{Z}$ в виде дроби: $(\mathbf{S}\mathbf{Z})^{-1} = \mathbf{M}(\gamma)/D(\gamma)$, где матрица $\mathbf{M}(\gamma)$ составлена из алгебраических дополнений к элементам матрицы $\mathbf{S}\mathbf{Z}$, а $D(\gamma) = \det(\mathbf{S}\mathbf{Z})$. При значениях γ , равных волновым числам волн Лэмба (симметричных и антисимметричных), определитель $D(\gamma)$ обращается в нуль. Исследуя асимптотику матрицы Грина при $|\gamma| \rightarrow \infty$, можно показать, что условия, требуемые для применения леммы Жордана при $r > r_0$, выполняются. Следовательно, матрица Грина мероморфна, и интеграл (3) сводится к вычетам, физическим содержанием которых являются цилиндрические волны Лэмба. Значение вычета матрицы Грина рассматриваем, предполагая, что корни дисперсионного уравнения для волн Лэмба $D(\gamma_k) = 0$ – простые (случаи слияния корней не рассматриваются). При обращении определителя в ноль ранг матрицы $\mathbf{S}\mathbf{Z}$ понижается на единицу и, соответственно, столбцы матрицы $\mathbf{M}(\gamma_k)$ становятся пропорциональными одному из них. Тогда $\mathbf{M}(\gamma_k) = \mathbf{m}_k \cdot \mathbf{a}_k$, где \mathbf{m}_k – один из столбцов матрицы $\mathbf{M}(\gamma_k)$, а \mathbf{a}_k – вектор-строка коэффициентов пропорциональности. Тогда вычет выражения (5) можно записать в виде:

$$\mathbf{G}_k = \frac{1}{2D'_k} \mathbf{p}_k(z) \mathbf{q}_k(z_0), \quad (6)$$

где $\mathbf{p}_k(z) = \mathbf{Z}(\gamma_k, z) \mathbf{m}_k$ – собственный вектор (столбец), $\mathbf{q}_k(z_0) = \mathbf{b}_k (\mathbf{A}_1 \mathbf{Z}(\gamma_k, z_0))^{-1}$ – собственный вектор сопряжённой задачи (строка), $\mathbf{b}_k = \mathbf{a}_k \mathbf{E} (\mathbf{S}\mathbf{Z})_k$ (повторяющиеся индексы здесь не означают суммирование). Выполняя соответствующие матричные операции, получаем расчётные формулы для коэффициента передачи k -той волны.

При расчётах учитывались распространяющиеся волны Лэмба. В отсутствие поглощения их волновые числа γ_k лежат на вещественной оси $\text{Re}(\gamma)$ и с уменьшением волновой толщины слоя $h = 2H/\lambda_s$ (частоты) движутся к началу координат $\gamma = 0$, а затем выходят на мнимую ось (кроме волн самых низших номеров: квазипродольной и изгибной). Были построены траектории волновых чисел на комплексной плоскости γ при наличии потерь в некотором диапазоне значе-

ний параметра h . Расчёт траекторий обрывался по условию быстрого убывания амплитуды соответствующей волны: $\text{Im}(\gamma_k)/\text{Re}(K_s) > 0.1$.

Абсолютные значения коэффициента передачи $K_m(\omega, r, z_0)$ на примере стального слоя ($c_l = 5960$ м/с и $c_s = 3240$ м/с) толщиной 10 мм в диапазоне частот 60...1000 кГц для источников разного типа и разных типов упругих волн приведены на рис. 2. Поглощение учитывали умножением скоростей распространения упругих волн на множитель $1 - i\delta$ (было принято $\delta = 0.001$, $z_0 = H/2$, $r = 0,5$ м). Полученные соотношения позволяют оценить распределение энергии по частоте и между волнами разных номеров, но не подлежат сравнению для источников разных типов, так как значения d_0, f_z, c_0, f_r приняты равными единице, а не из соображения выравнивания мощности источников.

Результаты исследований. Зависимости, приведенные на рис. 2, можно представить как функцию волновой толщины слоя $h = 2H/\lambda_s$ и зафиксировать указанный диапазон частот, тогда с их помощью можно анализировать коэффициенты передачи упругого слоя произвольной толщины. Уменьшение толщины слоя относительно 10 мм будет приводить к пропорциональному смещению коэффициентов передачи мод вправо относительно оси частот. Аналогичные характеристики для материалов, у которых коэффициент Пуассона близок к железу (многие стали и алюминиевые сплавы) будут незначительно отличаться от приведенных на рис. 2 [14].

В результате анализа рис. 2 можно сделать следующие выводы:

- при толщине слоя менее 5 мм моды выше 3-й не распространяются;
- при использовании симметричных волн для передачи сигналов АЭ в упругом слое толщиной 2,5...3,0 мм возможна оптимизация полосы частот приёмника по критерию обеспечения наибольшего отношения сигнал-помеха;
- при толщине слоя менее 2,5 мм (симметричные волны) и менее 2 мм (антисимметричные волны) распространяется только 1-я мода колебаний;
- уменьшение толщины слоя начиная с 2,5 мм приводит к резкому снижению эффективности передачи сигнала АЭ симметричными волнами и увеличению, кроме случая ротации, антисимметричными, поэтому взаимное расположение образца и волновода, волновода и преобразователя следует ориентировать на наиболее эффективное прохождение антисимметричных волн;
- при использовании антисимметричных волн для эффективной передачи сигналов АЭ, за исключением случая ротации, целесообразно использовать толщину упругого слоя 1 мм и менее; источник ротации, скорее всего, существует на стадии трения берегов трещины [6], где уровень сигнала АЭ достаточно высок, чтобы его уверенно выявлять на фоне помех, поэтому здесь оптимизация приёмного тракта не критична;
- при использовании антисимметричных волн и толщине упругого слоя менее 2 мм спектральная плотность сигнала АЭ монотонно возрастает (в случае ротации убывает) с частотой. Учитывая, что помеху в рассматриваемом диапазоне частот можно представить практически с постоянной спектральной плот-

ностью [4], для повышения отношения сигнал-помеха целесообразно полосу частот приёма сигналов АЭ разбивать на несколько диапазонов. Так, при моделировании спектра полезного сигнала равномерно убывающей (возрастающей) функцией частоты

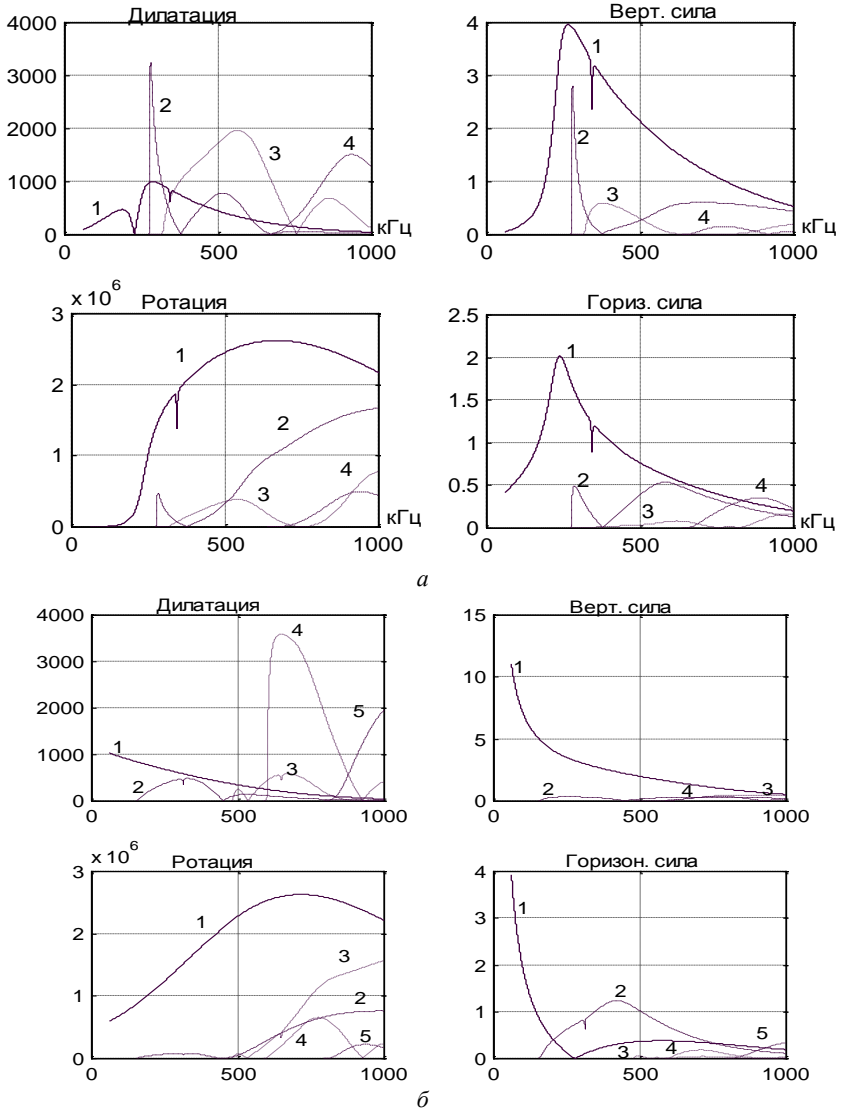


Рис. 2 – Абсолютные значения коэффициента передачи стального слоя толщиной 10 мм в диапазоне частот от 60 кГц до 1 МГц для источников АЭ разного типа: а – симметричные, б – антисимметричные волны

при равномерном спектре помехи, замена одной широкой полосы частот приёма 4-мя узкими при изменении спектральной плотности на граничных частотах широкой полосы в 2 раза (источник вертикальной силы) даст выигрыш в соотношении сигнал-помеха в одной из узких полос по сравнению с широкой в 1,25 раз, а при изменении спектральной плотности на граничных частотах в 3 раза (источник горизонтальной силы) – в 1,75 раз;

– одновременный приём сигналов в различных диапазонах частот позволит исследовать более тонкие механизмы повреждённости материала.

В работе [5] получены экспериментальные результаты, которые хорошо согласуются с приведенными теоретическими.

Выводы. В результате проведенного моделирования акустического тракта системы для выявления сигналов АЭ в процессе резонансного нагружения образцов и теоретического исследования особенностей распространения этих сигналов в упругом слое, разработаны рекомендации по оптимизации толщины волновода и полосы пропускания приёмного тракта системы для повышения её помехоустойчивости и информативности.

Дальнейшее развитие работ в данном направлении может быть связано с исследованием особенностей отражения сигналами АЭ в различных частотных диапазонах механизмов формирования усталостного повреждения на разных стадиях его развития.

Список литературы: 1. *Безьямный Ю. Г.* Использование метода акустической эмиссии для исследования усталости материалов в процессе высокоскоростного циклического деформирования / *Ю. Г. Безьямный, Д. В. Галаненко, К. А. Комаров, О. В. Талько* // Вісник українського матеріалознавчого товариства. В. 5. 2012. – С. 63-71. 2. *Неразрушающий контроль*: Справочник: В 7 т. / под общ. ред. В. В. Клюева. Т. 7: В 2 кн. Кн. 1: В. И. Иванов, И. Э. Власов. Метод акустической эмиссии. Кн. 2: Ф. Я. Балицкий, А. В. Барков, Н. А. Баркова и др. Вибродиагностика. – М.: Машиностроение, 2005. – 829 с. 3. *Безьямный Ю. Г.* Развитие акустико-эмиссионного метода для исследования процесса многоциклового усталости материалов. / *Ю. Г. Безьямный, Д. В. Галаненко* // Фізичні методи та засоби контролю середовищ матеріалів та виробів. (Серія). Випуск 13: Теорія і практика неруйнівного контролю матеріалів і конструкцій. – Зб. наук. праць. – Львів: Фізико-механічний інститут ім. Г.В.Карпенка НАН України. – 2008. – 288 с. – С. 100-106. 4. *Безьямный Ю. Г.* Адаптация метода акустической эмиссии к усталостным испытаниям материалов на высоких частотах нагружения / *Ю. Г. Безьямный, Д. В. Галаненко* // Фізичні методи та засоби контролю середовищ матеріалів та виробів. (Серія). Випуск 14: Теорія і практика неруйнівного контролю матеріалів і конструкцій. – Зб. наук. праць. – Львів: Фізико-механічний інститут ім. Г.В.Карпенка НАН України. – 2009. – С. 29-35. 5. *Безьямный Ю. Г.* Особенности контроля АЭ при высокоскоростном консольном изгибе образцов / *Ю. Г. Безьямный, Д. В. Галаненко, Л. О. Тесленко* // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. № 4, 2012. С. 24-32. 6. *Pao Y. H.* Acoustic emission and transient waves in an elastic plate. / *Y. H. Pao, R. R. Gajevski, A. N. Geranoglu*. // Journ. Acoust. Soc. Am. – v. 65. – 1979. – 1. – P. 96-105. 7. *Geranoglu A. N.* Propagation of elastic pulses and acoustic emission in a plate. / *A. N. Geranoglu, Y. H. Pao*. // Appl. Mech.. – v. 48. – 1981. – P. 125-135. 8. *Weaver R. L.* Spectra of transient waves in elastic plates. / *R. L. Weaver, Y. H. Pao*. // Journ. Acoust. Soc. Am.. – v. 72. – 1982. – 6. – P. 1933-1941. 9. *Свиридов Ю. Б.* О построении динамического тензора Грина для твердого слоя. // Акуст. ж-л. – т. 21. – 1985. – в. 2. – С. 246-254. 10. *Burridge R.* Body force equivalents for seismic dislocations / *R. Burridge, L. Knopoff* // Bull. Seism. Soc. Am. – v. 54. – 1964. – P. 1875-1914. 11. Усталостные испытания на высоких частотах нагружения / Под ред. В. А. Кузьменко. – К.: Наук. думка, 1979. 336 с. 12. *Галаненко В. Б.* Обобщение метода поперечных сечений на задачу распространения волн в упру-

гом слое с плавно изменяющимися параметрами // Акуст. вісн. – 1998. – т. 1. – № 2. – С. 41–47. **13. Galanenko V. B.** On coupled modes theory of two-dimensional wave motion in elastic waveguides with slowly varying parameters in curvilinear orthogonal coordinates. // J. Acoust. Soc. Am. – 103. – No. 4. – 1998. – С. 1752-1762. **14.** Неразрушающий контроль и диагностика: Справочник / Под ред. В. В. Клюева. – М.: Машиностроение, 2003. – 656 с.

Поступила в редколлегию 15.04.2013

УДК 620.179.17

Анализ спектра сигналов АЭ в системе контроля поврежденности циклически деформируемого мощным акустическим полем материала / Г. Г. Луценко, Д. В. Галаненко, О. В. Талько // Вісник НТУ «ХП». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХП», 2013. – № 34 (1007). – С. 99–107. – Бібліогр.: 14 назв.

В результаті проведеного моделювання акустичного тракту системи для виявлення сигналів АЕ в процесі резонансного навантаження зразків і теоретичного дослідження особливостей поширення цих сигналів у пружному шарі розроблено рекомендації з оптимізації товщини хвилеводу та полоси частот приймального тракту системи для підвищення її перешкодозахищеності й інформативності.

Ключові слова: акустична емісія, втома матеріалу, хвилі Лемба, спектр сигналу, пружний шар, неруйнівний контроль.

Recommendations for optimization of waveguide thickness and the wave range of the reception path of the system have been developed to increase noise stability and ability to give information of that system. The recommendations have been resulted from modeling the acoustic path of the system performed to detect acoustic emission signals in the course of resonant loading the specimens and theoretical investigations of peculiarities of signal propagation in the elastic layer.

Keywords: acoustic emission, material fatigue, Lamb waves, signal spectrum, elastic layer, nondestructive testing.

В. А. СТОРОЖЕНКО, д-р техн. наук, проф., ХНУРЭ, Харьков;
О. В. ЛАЗОРЕНКО, д-р физ.-мат. наук., проф., ХНУРЭ, Харьков;
А. В. МЯГКИЙ, асп., ХНУРЭ, Харьков

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕПЛОВОЙ ДЕФЕКТΟΣКОПИИ СОТОВЫХ КОНСТРУКЦИЙ С ЦЕЛЬЮ ПОНИЖЕНИЯ УРОВНЯ ПОМЕХ

Статья посвящена борьбе с помехами вида неоднородности нагрева, неоднородности излучательной способности поверхности изделия, а также помехой, вызванной разнотолщи́нностью клеевого слоя, при обнаружении методом тепловой дефектоскопии дефектов типа непроклей в сотовых конструкциях. Методы снижения указанных типов помех основаны как на выборе соответствующего режима контроля, так и на обработке результатов термографирования (термограмм и термофильмов) с учетом природы соответствующих помех.

Ключевые слова: тепловая дефектоскопия, сотовая конструкция, помехи, вейвлет анализ.

Введение. В последние годы в различных областях науки и техники все активнее используются новые материалы и конструкции, в частности, конструкции с сотовой структурой.

К сожалению, как известно, усложнение любой системы, с одной стороны, повышает ее возможности, а с другой стороны, ведет к снижению надежности такой системы. Это же наблюдается и при использовании сотовых конструкций. Один из существенных недостатков – это возникновение дефектов во время технологического процесса их изготовления. Как правило, выделяют несколько типов таких дефектов, а именно: отслоение, непроклей, расслоение, деформация сотового наполнителя.

Известно, что для выявления дефектов типа «непроклей» перспективно применение активного метода теплового контроля [1,2] при использовании тепловизора в качестве регистрирующего устройства. Последнее объясняется тем, что тепловизор обладает высокой чувствительностью к обнаружению подобных дефектов и большой производительностью контроля.

Однако реализовать потенциальные возможности этого метода на практике не всегда удается вследствие наличия значительных помех, обусловленных неоднородностью излучательной способности поверхности сотовой структуры и разнотолщи́нностью клеевого слоя. Кроме того, для создания избыточного температурного поля необходим одновременный нагрев определенной площади объекта контроля (ОК) площадочным нагревателем, для которого характерна неравномерность температурного поля, создаваемого на поверхности ОК. В частности, имеет место так называемый «краевой эффект», что представляет собой дополнительную помеху. Попытаться устранить указанные недостатки можно как на этапе проведения измерений, так и при обработке полученных результатов. Этим объясняется *актуальность* данной работы.

Целью настоящих исследований являлся поиск путей подавления указанных помех как путем оптимизации режима тепловой дефектоскопии (ТДС), так и путем создания алгоритмов обработки ее результатов (термограмм).

Для достижения поставленной цели использовался теоретико-экспериментальный подход, сочетающий в себе построение и анализ теплофизической модели сотовой структуры и проведение эксперимента на реальных образцах с дефектами.

Теоретические исследования

В качестве геометрической модели ОК выбрана трехслойная пластина (что адекватно отражает реальную конструкцию сотовой структуры), состоящая из углепластиковой обшивки, между двумя слоями которой помещен сотопласт с неоднородностью (рис. 1). Дефект типа «непроклей» между обшивкой и сотопластом моделируется воздушной прослойкой.

При описании происходящих процессов нами используется цилиндрическая система координат (r, φ, z) , где r – радиальная координата, z – вертикальная координата. Угловая координата φ из расчетов исключена в виду того, что представленная модель ОК обладает центральной симметрией.

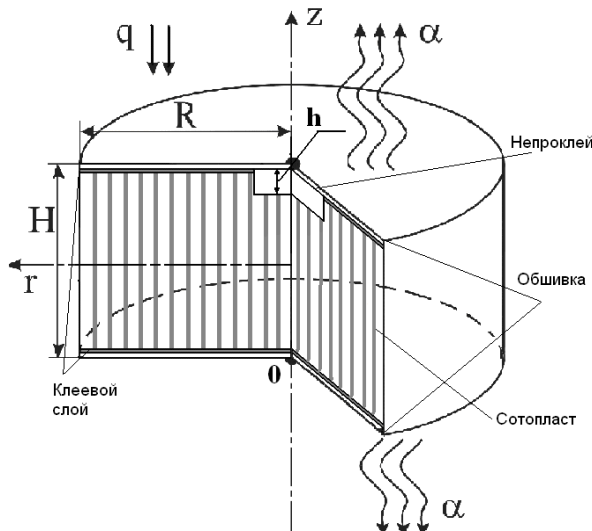


Рис. 1 – Объект контроля: R – радиус ОК; H – толщина ОК;

q – мощность нагрева; α – коэффициент теплоотдачи поверхности, h – толщина дефекта

В предложенной теплофизической модели неоднородный по структуре слой сотопласта (рис. 2) был заменен однородным эквивалентным слоем с усредненными теплофизическими характеристиками (ТФХ): удельной теплоемкостью c' , плотностью ρ' и коэффициентом теплопроводности λ' . Для определения усредненных значений использованы следующие соотношения:

$$c' = \langle c \rangle = \frac{V_1 C_1 + V_2 C_2}{V_1 + V_2}, \quad (1)$$

$$\rho' = \langle \rho \rangle = \frac{V_1 \rho_1 + V_2 \rho_2}{V_1 + V_2}, \quad (2)$$

$$\lambda' = \langle \lambda \rangle = \frac{V_1 \lambda_1 + V_2 \lambda_2}{V_1 + V_2}, \quad (3)$$

где V_1 – объем полимера;

V_2 – объем воздуха;

c_1, ρ_1, λ_1 – ТФХ полимера;

c_2, ρ_2, λ_2 – ТФХ воздуха.

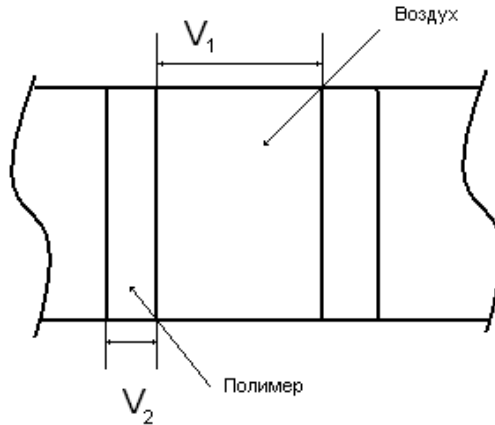


Рис. 2 – Схема слоя сотовпласта, состоящего из ячеек с полимерными стенками, заполненных воздухом

На внешних поверхностях ОК выполняются граничные условия 2-го и 3-го рода:

$$z = H: \quad \left(\lambda(\vec{r}, t) \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial z} \right) = \alpha(T(\vec{r}, t) - T_{\text{среды}}) - q(\vec{r}, t), \quad (4)$$

$$z = 0: \quad -\lambda(\vec{r}, t) \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial z} = -\alpha(T(\vec{r}, t) - T_{\text{среды}}), \quad (5)$$

$$z = h: \quad -\lambda_1(\vec{r}, T, t) \left(\frac{\partial T_1(\vec{r}, t)}{\partial z} \right) = -\lambda_2(\vec{r}, T, t) \left(\frac{\partial T_2(\vec{r}, t)}{\partial z} \right) \quad (6)$$

где $T(\vec{r}, t)$ – координатно-временная функция температуры;

$\lambda(\vec{r}, T, t)$ – коэффициент теплопроводности материалов ОК;

$q(\vec{r}, t)$ – плотность потока тепла от внешнего источника (нагревателя).

Теплофизическая модель, основанная на геометрической модели (рис. 1), описывается граничными условиями (4) – (6), отражающими реальные условия

проведения ТДС [1], т.е. нагрев ОК внешним источником тепла q и теплообмен с окружающей средой с коэффициентом α .

Особенностью данной модели в отличие от ряда известных [1, 3] является одновременный учет и теплоотдачи с нагреваемой поверхности, и теплопроводности через дефект (воздух).

Анализ построенной теплофизической модели производится путем решения нестационарного дифференциального уравнения теплопроводности [4], записанного для выбранной цилиндрической системы координат:

$$\operatorname{div}(\lambda(\vec{r}, T)\nabla T(\vec{r}, t)) + q(\vec{r}, t) = c\rho \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (7)$$

Для решения уравнения (7) применялся численный (сеточный) метод конечных разностей.

Этот метод успешно реализован в ранее разработанном авторами программном пакете «TermoPro_2009S» [5]. В качестве числового материала использовались справочные данные по одной из разновидностей сотовых структур (табл. 1).

Таблица 1 – Характеристики материалов ОК

Характеристики материалов	Углепластик обшивки	Полимерный сотовый наполнитель
Теплопроводность (Вт/м К)	0,3 – 0,9	0,065
Степень черноты	0,8 – 0,82	-
Толщина (мм)	0,8	28
Размер ячейки (мм)	-	2,5

Численные параметры моделируемого дефекта (воздушная прослойка) были выбраны следующими: глубина залегания $h=0,8$ мм (что соответствует толщине обшивки), раскрытие (толщина) $\delta=0,2$ мм (соответствует толщине клеевого слоя), поперечный размер $l=5$ мм (соответствует размеру двух ячеек).

Анализ разработанной теплофизической модели осуществлялся по методике, заложенной в указанном выше программном пакете. Ее суть вкратце такова.

Проводилось решение уравнения (7) с граничными условиями (4) – (6) относительно искомой величины в виде температурного контраста ΔT на поверхности ОК над местом залегания дефекта [1]. При этом варьировались параметры режима проведения ТДС: плотность потока тепла q , продолжительность нагрева поверхности ОК τ_n , время запаздывания τ_3 (промежуток времени между окончанием нагрева и регистрацией температурного поля). Максимальная температура нагрева поверхности ОК ограничивалась значением 100°C (во избежание деструкции материала).

Из полученного массива значений q , τ_H , τ_3 определялся оптимальный режим ТДС по критерию $\Delta T \rightarrow \Delta T_{\max}$ (табл. 2).

Таблица 2 – Результаты расчета оптимального режима ТДС

q , кВт/м ²	τ_H , с	τ_3 , с	ΔT_{\max} , °С
28	15	4,4	1,61

Экспериментальные исследования

Для проверки результатов, полученных теоретическим путем, были проведены экспериментальные исследования на образце сотовой структуры, параметры которой приведены в табл. 1. Образец содержал два искусственных дефекта типа «непроклей» с размерами:

- 1) 40 x 70 (мм)
- 2) 20 x 80 (мм)

Остальные параметры дефектов соответствовали расчетным: глубина $h = 0,8$ мм, раскрытие $\delta = 0,2$ мм.



Рис. 3 – Внешний вид исследуемой пластины с обозначенными местами расположения дефектов

Для проведения экспериментов использовался тепловизор IRTIS – 200 в сочетании с созданным авторами площадочным нагревателем излучательного

типа с неравномерностью нагрева по полю кадра 12%. Время нагрева τ_H регулировалось таймером.

На рис. 4 в качестве примера приведены две из множества полученных термограмм, иллюстрирующие влияние режима контроля на сигнал от дефекта, т. е. величину температурного контраста ΔT .

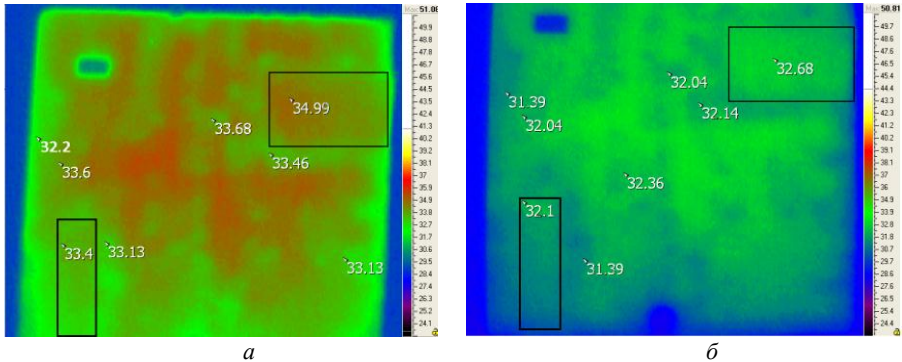


Рис. 4 – Термограммы ОК:

а – в оптимальном режиме (средняя температура по поверхности $T_{cp} = 33,36^\circ\text{C}$); *б* – в неоптимальном режиме (средняя температура по поверхности $T_{cp} = 32,01^\circ\text{C}$)

Из термограмм видно, что в оптимальном режиме тепловой контраст, вызванный дефектом в правом верхнем углу ОК ($\Delta T = 1,53^\circ\text{C}$), существенно выше, чем в неоптимальном ($\Delta T = 0,54^\circ\text{C}$). Где $\Delta T = T_c - T_o$, T_c - средняя температура по кадру, T_o - температура над дефектом.

Таким образом за счет оптимизации проведения контроля удается повысить величину сигнала от дефекта и улучшить его выявляемость.

Однако наряду с полезным сигналом на термограммах присутствуют и температурные контрасты вызванные помехами (шумовой сигнал), сопоставимые по величине с полезным сигналом: $\Delta T_{ш} = 2,6^\circ\text{C}$. Это не позволяет однозначно идентифицировать дефекты по амплитудному принципу, т. е. по величине температурного контраста ΔT .

Подавление помех путем обработки результатов ТДС

Подавление помехи неоднородности нагрева путем обработки результатов ТДС с использованием вейвлет- анализа.

Одним из важнейших факторов успешного обнаружения тепловых дефектов типа «непроклей» является использование в экспериментальных исследованиях для одновременного нагрева заданной площади ОК площадочного нагревателя, который в идеальном случае мог бы создавать равномерное температур-

ное поле по всей нагреваемой поверхности. К сожалению, на практике в подавляющем большинстве случаев этого достичь не удастся. В частности, имеет место так называемый «краевой эффект», что представляет собой, разумеется, неполнительную помеху.

Поэтому постараться снизить негативное влияние неравномерности нагрева исследуемой поверхности ОК можно на этапе цифровой обработки полученных экспериментальных данных.

В качестве одного из возможных вариантов такой обработки предлагается использование возможностей аппарата вейвлет-анализа.

Вейвлет-анализ, сформировавшийся как математический аппарат в конце 1980-х – начале 1990-х гг., успешно применяется в самых различных областях науки и техники. На сегодняшний день вейвлеты уже нашли широкое применение в задачах распознавания и идентификации образов, при обработке и синтезе сигналов, при анализе изображений и т. п. [6, 7].

Основная идея вейвлет-преобразования, в частности, одномерного сигнала состоит в его разложении по базису, сконструированному из обладающей определенными свойствами локализованной функции (вейвлета) посредством масштабных изменений и переносов. Каждая из функций этого базиса характеризует как определенную пространственную (или временную) частотную составляющую сигнала, так и локализацию этой составляющей в физическом пространстве (или времени) [6].

Аппарат вейвлет-анализа включает в себя большое количество всевозможных вейвлет-преобразований (ВП) [6, 7], однако в этой работе нас интересуют одномерное и двумерное диадные ВП. Рассмотрим их подробнее.

Известно, что для ортонормальных вейвлетных базисов на двоичной решетке разработаны алгоритмы кратномасштабного анализа (КМА). КМА основывается на следующих предположениях:

- ✓ пространство сигналов V может быть разбито на иерархически вложенные подпространства V_j , которые не пересекаются и объединение которых дает в пределе $L^2(\mathbb{R})$;
- ✓ для любой функции $s(t) \in V_j$ ее сжатая версия принадлежит пространству V_{j-1} ;
- ✓ существует такая функция $\varphi(x) \in V_0$, для которой ее сдвиги $\varphi_{0,k} = \varphi(t - k)$, $k \in \mathbb{Z}$ образуют ортонормированный базис пространства V_0 .

Тогда поскольку функции $\varphi_{0,k}(t)$ образуют ортонормированный базис пространства V_0 , функции $\varphi_{j,k}(t) = 2^{-j/2} \varphi(2^{-j}t - k)$ также образуют ортонормированный базис в V_0 . Скейлинг-функцию $\varphi(t)$ (отцовский вейвлет) принято называть масштабирующей функцией, так как она посредством $\varphi_{j,k}(t)$ создает свои мас-

штабированные версии в пространстве сигнала. Сигнал $s(t)$ может быть представлен множеством последовательных приближений $s_j(t)$ в подпространствах V_j . Переменная j называется масштабным коэффициентом. Сигнал $s(t)$ является пределом аппроксимации $s_j(t) \in V_j$ при $j \rightarrow \infty$, т. е. $s(t) = \lim_{j \rightarrow \infty} s_j(t)$. Поэтому при малых j получаются грубые приближения $s(t)$, а при больших – точные.

Функция $\Psi \in L^2(\mathbb{R})$; называется R-функцией, если базис $\{\psi_{jk}\}$, определяемый выражением

$$\psi_{jk}(t) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}t - k), \quad j, k \in \mathbb{Z}; \quad (8)$$

где \mathbb{Z} ; – множество целых чисел, является базисом Рисса [6, 7], т. е. существуют две константы A_w и B_w , $0 < A_w \leq B_w < \infty$, для которых соотношение, называемое вейвлетным каркасом,

$$A_w \|\{c_{jk}\}\|^2 \leq \left\| \sum_{j \in \mathbb{Z}} \sum_{k \in \mathbb{Z}} c_{jk} \psi_{jk} \right\|^2 \leq B_w \|\{c_{jk}\}\|^2$$

выполняется при любой (ограниченной, дважды квадратично суммируемой) последовательности $\{c_{jk}\}$:

$$\|\{c_{jk}\}\|^2 = \sum_{j \in \mathbb{Z}} \sum_{k \in \mathbb{Z}} |c_{jk}|^2 < \infty.$$

Базис Рисса является безусловным, т. е. в нем порядок размещения векторов может быть произвольным.

Любая локализованная R-функция $\Psi \in L^2(\mathbb{R})$ называется R-вейвлетом (материнским вейвлетом или просто вейвлетом), если для нее существует функция $\check{\Psi} \in L^2(\mathbb{R})$; (ее пара, двойник), такая, что семейства $\{\psi_{jk}\}$ и $\{\check{\psi}_{jk}\}$, построенные по принципу соотношения (8) и

$$\check{\psi}_{jk}(t) = 2^{-j/2} \check{\psi}(2^{-j}t - k), \quad j, k \in \mathbb{Z};$$

являются парными базисами функционального пространства $L^2(\mathbb{R})$.

Здесь $\{\check{\psi}_{jk}\}$ – «двойник» базиса $\{\psi_{jk}\}$ в том смысле, что скалярное произведение входящих в них функций удовлетворяет условию:

$$\langle \psi_{jk}, \check{\psi}_{lm} \rangle = \delta_{jl} \delta_{km},$$

где δ_{jl}, δ_{km} – символы Кронекера.

В общем случае реконструкция сигнала на n -ом уровне разрешения j_n задается выражением:

$$s(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_{j_n, k} \varphi_{j_n, k}(t) + \sum_{j=j_n}^{\infty} \sum_{k=-\infty}^{\infty} d_{j, k} \psi_k(t), \quad (9)$$

где $a_{j_n, k}$ и $d_{j, k}$ – аппроксимирующие и детализирующие коэффициенты на n -ом уровне разложения соответственно. Они определяются соотношениями:

$$a_{j_n, k} = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \varphi_{j_n, k}(t) dt \quad d_{j, k} = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi_{j, k}(t) dt. \quad (10)$$

Вейвлет $\psi(t)$ определяет тонкую структуру анализируемого сигнала, а скейлинг-функция $\varphi(t)$ отвечает за его грубую аппроксимацию (см., например, [6, 7]).

Пара соотношений (9) и (10) определяет одномерное диадное вейвлет-преобразование.

В случае двумерного диадного вейвлет-преобразования одномерный исследуемый сигнал $s(t)$ заменяется на функцию двух переменных $s(x, y)$, частным случаем которой является изображение.

Тогда и вейвлетный базис тоже становится функцией двух переменных:

$$\psi_{j, k}(V) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}V - k), \quad \varphi_{j, k}(V) = 2^{-j/2} \varphi(2^{-j}V - k), \quad (11)$$

где $V = x, y \in \mathbb{Z}^2$, $(j, k) \in \mathbb{Z}^2$. В результате, любое изображение может быть представлено с помощью двумерного диадного вейвлет-преобразования, определяемого соотношениями (9) и (10) с использованием соотношений (11).

В рамках данной работы нас интересовала возможность выравнивания пространственного распределения теплового поля используемого нами нагревателя. Пример такого реального распределения приведен на рис. 5, а.

Предлагаемая идея вейвлет-обработки изображения состоит в следующем. Сначала используя прямое двумерное диадное вейвлет-преобразование, разлагаем исходное изображение нагревателя с применением максимально возможного количества уровней разложения n . Последнее определяется разрешением анализируемого цифрового изображения. Затем приравниваем нулю все аппроксимирующие и детализирующие коэффициенты на этом максимальном уровне разложения и восстанавливаем изображение с помощью обратного двумерного диадного вейвлет-преобразования. В результате получаем существенно выравненное пространственного распределения теплового поля используемого нами нагревателя (рис. 5, б). Разность между исходным изображением и восста-

новленным демонстрируется на рис. 5, в. По сути дела, предложенный алгоритм реализует применение к исходному изображению фильтра низких пространственных частот, убирающего вариации теплового поля с наибольшими пространственными масштабами. Это не приводит к потере информации о дефектах, поскольку их характерные пространственные масштабы обычно оказываются меньше.

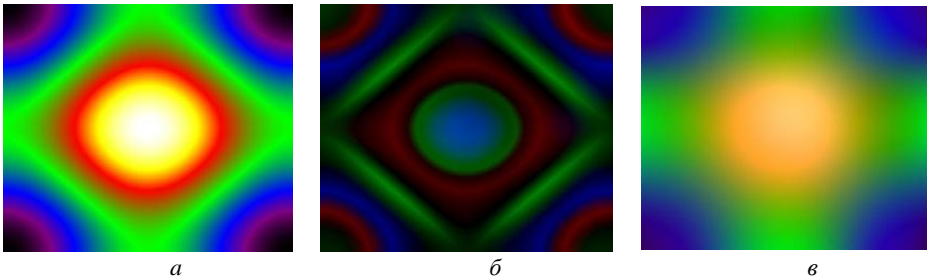


Рис. 5 – Неравномерность пространственного распределения теплового поля используемого источника: *а* – без обработки; *б* – после вейвлет-обработки с использованием дискретного вейвлета Мейера (dmeu) с применением восьми уровней разложения; *в* – разность между первым и вторым пространственными распределениями

Вместе с тем, возникает вопрос выбора анализирующего вейвлета, поскольку на сегодня существуют сотни различных вейвлетов, в том числе и двумерных. Основным критерием отбора является геометрия теплового поля, создаваемого нагревателем. В нашем случае оно центрально симметрично, поэтому и анализирующий вейвлет должен быть симметричным. К тому же рекомендуется, чтобы он был достаточно гладким. Одним из таких вейвлетов является дискретный вейвлет Мейера (dmeu), который и использовался нами в данной работе.

Далее полагаем, что воздействие всех мешающих факторов на реальный исследуемый образец является аддитивным. В этом случае для компенсации неоднородности пространственного распределения теплового поля нагревателя каждое исследуемое изображение реального образца необходимо обработать с помощью того же алгоритма, что и изображение нагревателя. Разумеется, должен использоваться тот же выбранный вейвлет и то же количество уровней разложения.

Снижение влияния неоднородности излучательной способности поверхности образца

Известно, что для оценки влияния неоднородности излучательной способности $\Delta\varepsilon$ принято использовать эквивалентный ей температурный перепад ΔT_ε [3]. С помощью описанной выше теплофизической модели было проведено

исследование временной зависимости $\Delta T_{\varepsilon}(t)$, т. е. помехи, в сравнении с аналогичной временной зависимостью температурного перепада от дефекта $\Delta T_{\text{деф}}(t)$, т. е. полезного сигнала.

Оказалось, что характер этих временных зависимостей принципиально отличается (рис. 6): моменты времени, соответствующие максимальным значениям помехи $\Delta T_{\varepsilon}(t)$ и полезного сигнала $\Delta T_{\text{деф}}(t)$ не совпадают: сигнал от помехи достигает максимума сразу по окончании нагрева, т. е. в момент времени $\tau_{\text{н}}$, а полезный сигнал – с определенным временем запаздывания τ_3 .

Этот факт открывает возможность максимизировать отношение сигнал/шум $(\Delta T_{\text{деф}} / \Delta T_{\varepsilon})$ путем выбора соответствующего момента регистрации температурного поля на поверхности объекта контроля.

В частности, согласно данным рис. 6 при выборе времени контроля $\tau_3 = 4,4$ с соотношение сигнал/шум равно $\Delta T_{\text{деф}} / \Delta T_{\varepsilon} = 1,2$, а при $\tau_3 = \tau_{\text{опт}} = 6,2$ с это отношение составляет $\Delta T_{\text{деф}} / \Delta T_{\varepsilon} = 1,6$, что на 26% больше предыдущего.

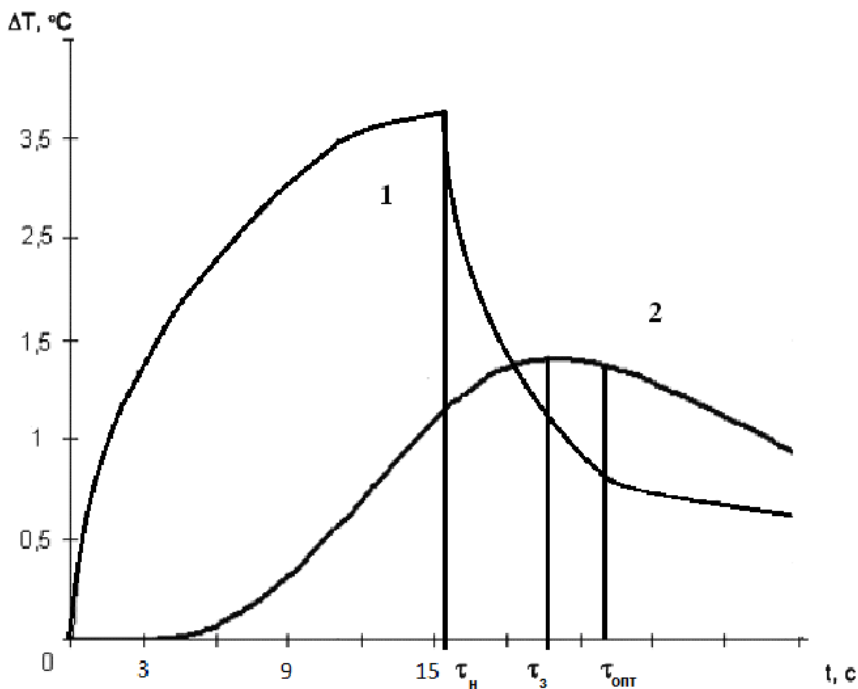


Рис. 6 – Развитие во времени помехи $\Delta T_{\varepsilon}(t)$ (1) и сигнала от дефекта $\Delta T_{\text{деф}}(t)$ (2)

Данный вывод относительно выбора оптимального момента регистрации $\tau_{\text{опт}}$ справедлив и для рассмотренной выше помехи, вызванной неравномерностью нагрева поверхности ОК.

Оптимизация режима контроля по критерию максимума отношения сигнал/помеха (вместо максимума полезного сигнала) позволяет оценивать порог чувствительности метода в зависимости от неравномерности излучательной способности $\Delta\varepsilon / \varepsilon$: можно определить минимальный поперечный размер дефекта r или его максимальную глубину залегания h [5].

Устранение помехи, вызванной разнотолщиной клевого слоя.

Разнотолщинность клевого слоя можно представить как эквивалентное изменение термического сопротивления ОК, которое приводит к появлению температурных контрастов на его поверхности, достигающих значений (как показывает эксперимент) $4,2^\circ\text{C}$, что сопоставимо с полезным сигналом ΔT , вызванным наличием дефекта. Однако анализ полученных экспериментальных данных показал, что эти контрасты отличаются от полезного сигнала пространственно-временной зависимостью $\Delta T(\tau, x)$. Этот факт лег в основу предложенного метода подавления этой помехи путем компьютерной обработки термограмм с использованием зависимости $\partial T(x) / \partial x$ (рис. 7).

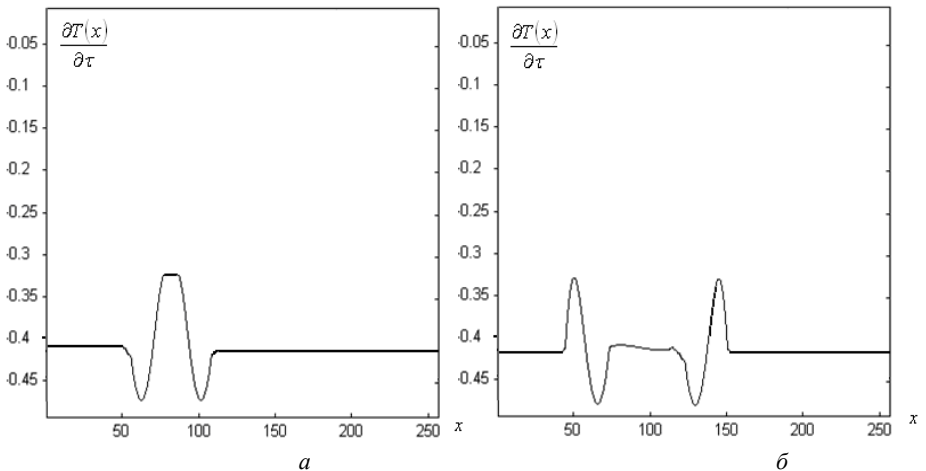


Рис. 7 – Частная производная от температуры поверхности по времени в зависимости от координаты для области:
 а – для участка с помехой; б – над дефектом

Суть данного метода заключается в вычислении двумерной матрицы, элементами которой являются соответствующие частные производные по времени:

$$F_{i,j} = \frac{\partial F'_{i,j}(x, y)}{\partial t}, \quad (5)$$

где $F'_{i,j}(x, y)$ – элемент матрицы скорректированных температур;

i, j – целые числа, номера соответствующих пикселей по x и y ;

$F_{i,j}$ – элемент характеристической матрицы.

Расшифровав $F_{i,j}$, используя зависимости, приведенные на рис. 7, получаем конечный вид термограммы после обработки (рис. 9). Сравнение этой термограммы с исходной (рис 8) подтверждает тот факт, что достоверность обнаружения дефектов (даже визуальным путем) существенно возросла после обработки. Количественная же оценка показывает уменьшение сигнала помехи данного вида более чем в 1,5 раза.

Последнее является крайне важным, поскольку создает предпосылки для перехода в условиях производства от визуальной идентификации дефектов к автоматизированной.

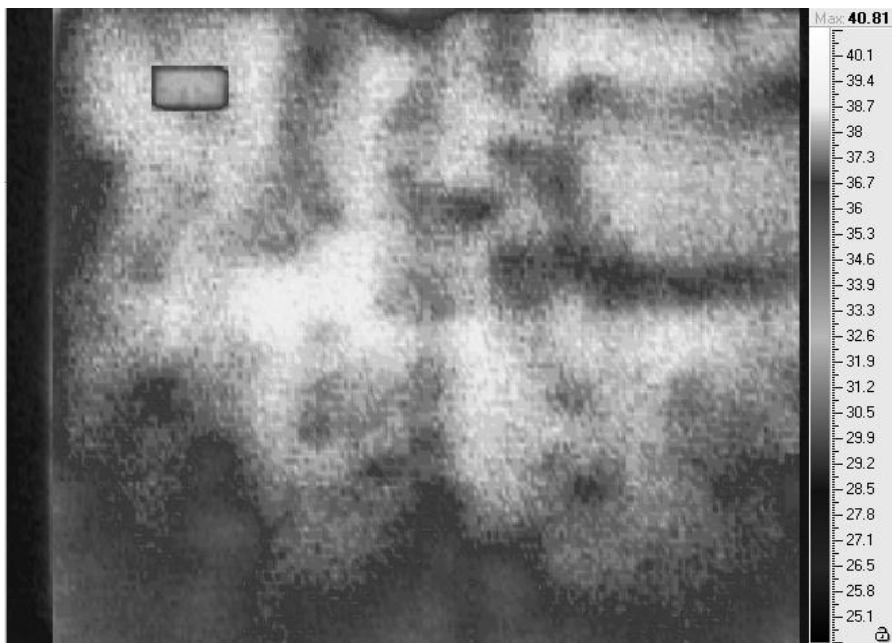


Рис. 8 – Исходная термограмма

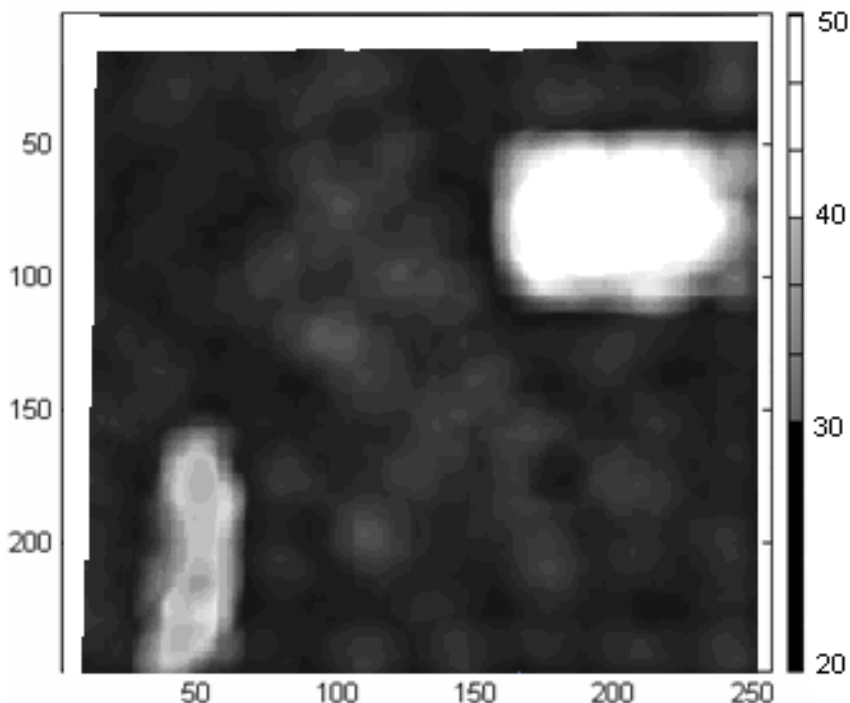


Рис. 9 – Термограмма после обработки

Выводы.

1. Разработана теплофизическая модель ОК, более полно (по сравнению с аналогами) отражающая реальные условия проведения тепловой дефектоскопии сотовых конструкций и, благодаря этому, позволяющая оценивать ожидаемую величину сигнала от дефекта с достаточной точностью (погрешность порядка 10%).

2. Создана методика оптимизации режима проведения тепловой дефектоскопии, основанная на критерии максимизации не самого полезного сигнала, а соотношения сигнал/шум, что позволяет расширить границы применимости метода на ОК, поверхность которых имеет неравномерность излучательной способности ε .

3. Предложены методы для борьбы с помехами, вызванными неоднородностью нагрева, неоднородностью излучательной способности поверхности образца и разнотолщинностью клеевого слоя, как за счет оптимизации метода контроля, так и за счет обработки полученных результатов, в частности, использования методов вейвлет-анализа.

4. В результате применения предложенных методов было достигнуто снижение уровня помех связанных с неоднородностью нагрева до $0,7^{\circ}\text{C}$ (вместо $1,4^{\circ}\text{C}$), снизить помеху, вызванную неоднородностью излучательной способности ε , удалось до $0,6^{\circ}\text{C}$ (вместо 2°C), а температурный контраст, вызванный разнотолщиной клевого слоя, снизить до $0,2^{\circ}\text{C}$ (вместо $1,2^{\circ}\text{C}$).

Список литературы: 1. *Стороженко В.А., Маслова В.А.* Термография в диагностике и неразрушающем контроле. – Х.: «Смит», 2004. – 160 с. 2. *Xavier P. V. Maldague.* Theory and Practice of Infrared Technology for Nondestructive Testing. – John Wiley & Sons, Inc., 2001, p. 684. 3. *Вавилов В.П.* Инфракрасная термография и тепловой контроль. – М.: ИД Спектр, 2009. – 544 с.: ил. и цветная вкладка 16 с. 4. *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 602 с. 5. *Стороженко В.А., Малик С.Б., Мяжкий А.В.* Оптимизация режимов тепловой дефектоскопии на основе теплофизического моделирования // Вісник Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Прилади і методи неруйнівного контролю. – Харків: НТУ «ХПІ» – №48. – 2008. – С. 84 – 91. 6. *Mallat S. A Wavelet Tour of Signal Processing. The Sparse Way.* – N. Y.: Academic Press, 2008. – 805 p. 7. *Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф.* Сверхширокополосные сигналы и процессы. Монография. – Х.: Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 2009. – 576 с.

Надійшла до редколегії 15.04.2013

УДК 621.396.6

Обработка результатов тепловой дефектоскопии сотовых конструкций с целью понижения уровня помех/ В.А.Стороженко, О.В. Лазоренко, А. В. Мяжкий// Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 108–112. – Бібліогр.: 7 назв.

Стаття присвячена боротьбі із завадами виду неоднорідності нагрівання, неоднорідності випромінювальної здатності поверхні виробу, а також завадою, що викликана різнотовщиною клеєвого шару, при виявленні методом теплової дефектоскопії дефектів типу непоклей в стільникових конструкціях. Методи зниження вказаних типів завад базуються як на виборі відповідного режиму контролю, так і на обробці результатів термографіювання (термограм та термофільмів) з урахуванням природи відповідних завад.

Ключові слова: тепла дефектоскопія, стільникова конструкція, завада.

The paper is devoted to heating nonuniformity, emissivity nonuniformity, and thickness variation of the adhesive layer interferences reduction techniques at starved spot detection in a honeycomb sandwich by the thermal test. Those techniques are based on corresponding testing mode selection, thermal test results (infrared images and sequences) processing taking into account those interferences nature.

Keywords: thermal test, honeycomb sandwich, interference.

В.Г. ВОЛКОВ, научный сотрудник ИСМА НАН Украины, Харьков;
В.Д. РЫЖИКОВ, д-р физ.-мат. наук, проф., главный научный сотрудник ИСМА НАН Украины, Харьков;
А.Д. ОПОЛОНИН, зам. заведующего отделом ИСМА НАН Украины, Харьков;
Е.К. ЛИСЕЦКАЯ, канд. хим. наук, ст. научный сотрудник ИСМА НАН Украины, Харьков

МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ МУЛЬТИДЕТЕКТОРНЫХ СИСТЕМ ЦИФРОВОЙ РАДИОГРАФИИ

Анализ известных и разработка отдельных методов обработки сигналов сцинтилляционных детекторов в багатодетекторных цифровых радио – графических системах позволили повысить динамический диапазон на 10-20 дБ. это привело к уменьшению погрешности вычисления эффективного атомного номера в 0,2 единиц и к увеличению радиационной толщины вещества, сканированных в полтора раза.

Ключевые слова: обработка сигналов, помеха, сцинтилляционные детекторы, частотная фильтрация, динамический диапазон

Введение. Детектирующая система является ключевым элементом цифровых радиографических систем (интроскопов) с повышенным быстродействием, обнаружительной способностью и пространственным разрешением и определяет их эксплуатационные возможности в целом [1]. Свойства применяемых материалов определяют параметры детекторов. Для обеспечения высокой обнаружительной способности систем необходимы высокочувствительные детекторы, в которых должны применяться сцинтилляторы с максимальным световым выходом. Реализация потенциальных характеристик детекторов возможна при адекватном выборе структуры, элементной базы и методов обработки сигналов в усилительно-преобразовательном тракте.

Особенно важно оценить широко применяемые методы обработки сигналов по критерию «аппаратурные затраты - извлекаемая информация». Современная вычислительная техника имеет высокие характеристики и приемлемую стоимость. Это позволяют сместить центр тяжести в обработке сигналов сцинтилляционных детекторов с аналоговых методов на цифровые. По нашему мнению, можно добиться удешевления производства и повышения надежности систем, построенных на основе сцинтилляционных детекторов ионизирующих излучений. Для этого необходимо свести к минимуму предварительную аналоговую обработку, особенно в многоканальных системах, и достичь улучшения показателей системы в целом за счет применения более сложных алгоритмов цифровой обработки.

Постановка задачи. Целью работы является анализ существующих и разработка отдельных методов обработки сигналов сцинтилляционных детекторов в цифровых радиографических системах (ЦРС), использование которых приведёт к уменьшению погрешности вычисления эффективного атомного номера и увеличению радиационной толщины объекта сканирования.

Основная часть. Сигнал, поступивший с выхода сцинтилляционного детектора, содержит в себе информацию обо всех фазах переноса излучения (ПИ), наиболее важные из которых, на наш взгляд, следующие (в скобках - модулирующая информация):

1. Генерация излучения (параметры источника).
2. Распространение излучения (пространственная структура и физикохимический состав среды распространения).
3. Поглощение излучения в сцинтилляторе (параметры сцинтиллятора).
4. Распространение световых фотонов в световоде (параметры световода).
5. Поглощение световых фотонов в фотопреобразователе (параметры фотопреобразователя).

Целью обработки сигналов обычно является выделение **требуемой** информации. То есть, мы можем поставить задачу о выделении информации о любой из пяти выделенных фаз ПИ. В этом случае, содержащаяся информация о других фазах будет являться *помехой*.

Получение информации о пространственной структуре среды между источником излучения и детектором – основное назначение ЦРС, которые применяются в таможенном досмотре, медицине и технической диагностике. Двух-энергетические системы могут при этом дать грубую оценку эффективного атомного номера, то есть разделить органические и неорганические вещества. При применении мультэнергетического метода возможно определение эффективного атомного номера с точностью до десятых долей единицы. В сочетании с построением объемного изображения этот метод вплотную приближает нас к определению физико-химического состава среды рассеяния.

Определив вид интересующей нас информации, необходимо дать заключение о носителе этой информации в сигналах сцинтилляционных детекторов. Если найдена связь между параметром сигналов сцинтилляционных детекторов и полезной информацией (измеряемой физической величиной), то несложно выбрать оптимальный способ демодуляции сигналов.

Для реализации целей ЦРС в таблице указаны функциональные связи информации с параметрами сигналов. Авторами создан и исследован макет трёхэнергетической ЦРС. В системе использованы три линейки детекторов. Энергетические характеристики чувствительности детекторов в разных линейках значительно отличаются. Используя зависимость функции поглощения рентгеновского излучения (ПИ) от эффективного атомного номера среды, были разработаны варианты алгоритмов его вычисления. В алгоритмах учтены особенности геометрии системы, влияние рассеянного излучения на сигналы, влияние фильтрации исходного излучения и т.д.

Таблица – Параметры среды

ПАРАМЕТРЫ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ	
Информация	Параметр сигналов
Радиационная толщина среды распространения	Средний ток или скорость счёта
Эффективный атомный номер	Средние токи в каналах с различными функциями энергетической чувствительности
Нелинейные свойства среды распространения	Отношение спектрограмм до и после прохождения среды, анализ диаграммы направленности и спектра рассеянного излучения
Физико-химический состав среды распространения	Набор мультэнергетических сигналов в сочетании с томографическим сканированием

Чаще всего рентгеновские излучатели используют тормозное излучение, которое характеризуется непрерывным энергетическим спектром и диаграммой направленности излучения, причем в различных направлениях спектр может изменяться. В нашей модели допустимо представить излучение набором частичных потоков, в пределах которых энергии и направления распространения усредняются. Это обусловлено конечными размерами применяемых приёмников излучения – сцинтилляционных детекторов (детекторов типа сцинтиллятор-фотодиод). Сигналы на выходе сопряженных детекторов из трёх линеек, в общем случае, будут линейно зависимы. Это обусловлено характеристиками энергетической чувствительности детекторов и геометрией переноса излучения от излучателя сквозь объект к линейкам детекторов. Можно провести аналогию между характеристикой энергетической чувствительности комбинации фильтр излучения+детектор и электрическим полосовым фильтром. Нижняя частота среза определяется фильтрами излучения, которыми может быть оборудован излучатель и линейки детекторов. Верхняя частота полосы пропускания зависит (в первом приближении) от материала и толщины сцинтиллятора детектора. Варьируя спектр излучения, материал и толщину фильтров излучения, материал и толщину сцинтилляторов детекторов, можно получать различные соотношения линейной зависимости сигналов сопряженных детекторов трёх линеек описываемой ЦРС.

Методы обработки можно классифицировать как **аналоговые** и **цифровые**. В силу аналогового характера сигналов на электрическом выходе детектора, аналоговые методы целесообразно применять в первых каскадах усиления и преобразования сигналов. Зная спектральные характеристики сигналов детекторов, можно повысить отношение сигнал-шум путём **частотной фильтрации** в первом каскаде усиления. В этом случае, первый и последующие каскады не будут усиливать шумы в тех спектральных областях, где спектральная плотность полезного сигнала незначительна. Значения номиналов радиокомпонентов рассчитывают с учетом частоты и длительности опроса канала линейки детекто-

ров. Обширные возможности применения **цифровых** методов обработки сигналов в многоканальных ЦРС, в реальном масштабе времени, появились в связи с массовым применением компьютерной техники с гигагерцовыми тактовыми частотами и многоядерными процессорами. Цифровая обработка позволяет использовать гораздо больший набор методов, сложных математических преобразований. Решение самых разнообразных задач лежит в области программного обеспечения. С аппаратной точки зрения необходимо лишь выбрать вычислительную машину с необходимыми характеристиками. Рассмотрение всех возможных вариантов цифровой обработки не является предметом настоящей работы.

Авторами был предложены **цифро-аналоговые** методы обработки сигналов в цифровой радиографической системе. В разработанном, по проекту NATO SfP-982823, макете цифровой радиографической системе эти методы были реализованы.

Описание обозначений при моделировании сигналов. Рассмотрим простейший для моделирования случай. Выбираем такое соотношение параметров системы, что линейной зависимостью сигналов сопряженных детекторов и линейной зависимостью сигналов соседних детекторов от рассеянного излучения можно пренебречь. Эквивалентная электрическая схема фотодиода (как генератора сигнала детектора) – генератор тока. Физическая величина, линейно связанная с током – двойной интеграл потока фотонов по входному окну детектора и по спектру, взвешенный характеристикой спектральной чувствительности.

Обозначим пространство сигналов M линеек детекторов (по N детекторов в каждой) греческой буквой йота $I = (I_{mn})$. Для моделирования модуляции сигналов информацией об эффективном атомном номере объекта сканирования I удобно представить как совокупность из N векторов. Каждый из них имеет M проекций на базис пространства энергетических окон при мультэнергетическом сканировании:

$$I = \{I_n\} = \{(I_{11}, I_{21}, \dots, I_{m1}), (I_{12}, I_{22}, \dots, I_{m2}), \dots, (I_{1n}, I_{2n}, \dots, I_{mn})\} \quad (1)$$

где I – пространство сигналов M -энергетической ЦРС;

I_n – n -ый вектор пространства сигналов системы, каждая из линеек которой состоит из N детекторов;

I_{mn} – m -тый компонент n -ного вектора пространства сигналов.

Размерность векторного пространства сигналов ЦРС, в общем случае равна $\dim I = MN$. Это утверждение базируется на том основании, что все детекторы всех линеек пространственно и спектрально разнесены. То есть, в идеальном случае, сигнал каждого детектора определяется спектрально и пространственно селективированным частичным потоком от источника. Для рассматриваемой трёхэнергетической системы $M = 3$, а N зависит от размера входного окна детектора и ширины поля сканирования.

Каждый компонент i_{mn} n -ного вектора пространства сигналов состоит из «темнового» тока i_{mn}^D и «светового» тока $i_{mn}^L = k_{mn} \cdot j_{mn}^L$, который возникает при попадании во входное окно детектора РИ с интенсивностью j_{mn}^L :

$$i_{mn} = i_{mn}^D + k_{mn} \cdot j_{mn}^L \quad (2)$$

где k_{mn} – токовая чувствительность детектора (коэффициент, связывающий изменение интенсивности РИ с сигнальной частью изменения выходного тока детектора). Размерность k_{mn} будет зависеть от способа представления j_{mn}^L . Например, если $[j_{mn}^L] = \text{P/мин}$ (рентген в минуту), то $[k_{mn}] = \text{А} \cdot \text{мин/Р}$ (ампер на рентген в минуту).

Обозначим матрицу набора сигналов латинской буквой $I = (i_{mn})$; матрицу «темновых» токов детекторов системы обозначим $I^D = (i_{mn}^D)$; матрицу коэффициентов преобразования РИ $K = (k_{mn})$. Считаем, что в выбранном режиме работы излучателя и в выбранной геометрии облучения системы детекторов все $\{j_{mn}^L\}$ равны между собой: $j_{11}^L = j_{12}^L = \dots = j_{ij}^L = \dots = j_{mn}^L = J(t) = \text{const}$ (в момент времени t). Запишем выражение (2) для всей системы в матричной форме:

$$I = I^D + K \cdot J(t) \quad (3)$$

Авторами был предложены и реализованы методы выравнивания сигналов детекторов в «темновом» и «световом» режимах. **Компенсация разброса «темновых» токов детекторов.** Разброс «темновых» токов («темновым» током детектора называют паразитный выходной ток при выключенном излучателе РИ) детекторов в многоканальных системах достаточно велик. Он может значительно снизить динамический диапазон приемно-усилительного тракта. В результате сужения динамического диапазона линейного усиления и преобразования сигналов уменьшается контрастная чувствительность и проникающая способность ЦРС, увеличивается погрешность вычисления эффективного атомного номера объекта сканирования. **Разброс рентгеночувствительности детекторов** в многоканальных системах снижает динамический диапазон приемно-усилительного тракта и ухудшает качество изображения. В упомянутой системе применён алгоритм аппаратной компенсации разброса рентгеночувствительности. Авторы применили цифро-аналоговый метод. Каскад компенсации разброса рентгеночувствительности схемотехнически расположен после каскада компенсации темновых токов. Это важно для получения оптимальных параметров калибровки. При обратном расположении каскадов дисперсия темновых токов увеличивалась бы каскадом компенсации разброса рентгеночувствительности. Такое расположение каскадов обусловлено различием в характере воздействия на сигнал. Если при корректировке смещения компенсация аддитивна, то при выравнивании чувствительности компенсация производится мультипликативно. В режиме «световой» калибровки, когда линейку детекторов сканируют при включенном рентгеновском излучателе без объекта контроля, компьютерная

программа анализирует массив данных о максимальных уровнях сигналов в каждом канале всех детекторов линейки. Учитывая шаг и диапазон возможной корректировки усиления, для каждого канала вычисляется индивидуальный коэффициент, который фиксируется в каскаде памяти. При рабочем последовательном опросе сигнал каждого детектора корректируется на хранящуюся в памяти величину. Изложенный алгоритм называется аппаратной «световой» калибровкой. Аппаратные «темновая» и «световая» калибровки позволяют расширить динамический диапазон системы цифровой радиографии на 10÷20 дБ. В алгоритмах применен робастный метод оценивания - *усеченное среднее (Truncated mean)*, который относится к *линейным комбинациям порядковых статистик (L-оценки)*. Для его вычисления усредняются данные вариационного ряда выборки после удаления с обеих сторон определенной доли объектов (она находится в пределах от 5 до 25%).

В каждой из М линеек, сигнал, собранный мультиплексорами с N каналов детекторов, поступает на каскад масштабного усилителя с управляемым смещением. Такой способ работы схемы называют коммутацией с временным разделением каналов.

В режиме «темновой» калибровки компьютерная программа анализирует массив данных о смещениях в каждом канале всех детекторов линейки. Учитывая шаг и диапазон возможной корректировки смещения, для каждого канала вычисляется индивидуальный коэффициент, который фиксируется в каскаде памяти. При рабочем последовательном опросе сигнал каждого детектора корректируется на хранящуюся в памяти величину. Изложенный алгоритм называется аппаратной «темновой» калибровкой. Упрощенно алгоритм выглядит следующим образом. Выражение (3) в случае выключенного излучателя (поток излучения $J(t) = 0$) приобретает вид:

$$I = I^D + K \cdot 0 \quad (4)$$

1. Задаём количество выборок для анализа n.
 2. Анализ вариации массива выборок $\{I_i = I_i^D\}$ для детекторов системы.
 3. Определение неисправных детекторов по заданным критериям.
 4. Расчет массива индивидуальных коэффициентов $I^{Dk} = (i_{mn}^{Dk})$.
 5. Запись I^{Dk} в память каскада коррекции «темновых» токов.
- В результате коррекции выражение (4) приобретает вид:

$$I = I^D + I^{Dk} + K \cdot 0 \quad (5)$$

Следующим этапом проводится аппаратная «световая» калибровка. Ввиду разной спектральной чувствительности каждой линейки системы, «световая» калибровка проводится в пределах одной линейки. Тогда выражение (2) примет вид: $i_n = i_n^D + k_n \cdot j_n^L$.

1. Задаём количество выборок для анализа n.

2. Включаем рентгеновский излучатель, выражение (5) становится:

$$I = I^D + I^{Dk} + K \cdot J(t) \quad (6)$$

3. Анализ вариации массива выборок $\{I_i = I_i^D + I_i^{Dk} + K \cdot J_i(t)\}$.

4. Определение неисправных детекторов по заданным критериям.

5. Расчет массива индивидуальных коэффициентов $K^L = (k_n^L)$, которые записываются в диагональную матрицу $K^L = \text{diag}(k_1^L, k_2^L, \dots, k_n^L)$

6. Запись K^L в память каскада коррекции «световых» токов. Выражение (6) принимает вид:

$$I = (I^D + I^{Dk} + K \cdot J(t))K^L = (I^D + I^{Dk})K^L + K \cdot J(t)K^L \quad (7)$$

Первое слагаемое в выражении (7) не позволяет с первой итерации достичь требуемой точности. Поэтому в системе предусмотрено задание числа итераций автоматической калибровки.

К **цифровым** методам относится **программная** «темновая» и «световая» калибровки, которые также применены в упомянутой системе ЦР. Целью применения программной калибровки является повышение точности при реализации вычислительных операций над массивами данных. Программная калибровка манипулирует с сигналами после аналого-цифрового преобразования и не влияет на динамический диапазон системы. Однако она упрощает построение улучшенных изображений и повышает точность операций вычисления эффективного атомного номера (составных частей) сканируемого объекта.

Выводы. В результате анализа существующих методов обработки сигналов сцинтилляционных детекторов в ЦРС были предложены цифро-аналоговые методы: аппаратная «темновая» и «световая» калибровки сигналов, которые позволили увеличить динамический диапазон на 10-20 дБ.

В разработанном, по проекту NATO SfP-982823, макете цифровой радиографической системе предложенные методы были апробированы и показали высокую эффективность и робастность.

Разработанные методы и алгоритмы обеспечили уменьшение погрешности вычисления эффективного атомного номера до 0,2 единиц на «лёгких» веществах ($Z_{\text{eff}} = 7 \dots 8$) и увеличение радиационной толщины объекта сканирования в 1,5 раза.

Благодарность: эта работа была частично проведена при поддержке проекта NATO SfP-982823.

Список литературы. 1. Б.В. Гринёв, В.Д. Рыжиков, В.П. Семиноженко. Сцинтилляционные детекторы и системы контроля радиации на их основе. Киев «Наукова думка», 2007, 447 с. 2. Хьюбер П. Робастность в статистике. — М.: Мир, 1984.

Надійшла до редколегії 15.04.2013

Методы обработки сигналов мультidetекторных систем цифровой радиографии / В.Г. Волков, В.Д. Рыжиков, А.Д. Ополонин, Е.К. Лисецкая // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 123–130. – Бібліогр.: 2 назв.

Аналіз відомих та розробка окремих методів обробки сигналів сцинтиляційних детекторів у багатодетекторних цифрових радіографічних системах дали можливість підвищити динамічний діапазон на 10-20 дБ. Це призвело до зменшення похибки обчислення ефективного атомного номера до 0,2 одиниць та до збільшення радіаційної товщини речовини, що сканують, у півтора рази.

Ключові слова: обробка сигналів, завада, сцинтиляційні детектори, частотна фільтрація, динамічний діапазон

An analysis of known is that development of separate methods of the signal of scintillation detectors processing in the digital radiographic systems of multidetectors enabled to promote a dynamic range on 10-20 dB. It resulted in diminishing of error of calculation of effective atomic number to 0,2 units and to multiplying a radiation thickness matters which scan, in one and a half the times.

Keywords: signal processing, nuisance, scintillation detectors, radio frequency filters, dynamic range

А.Г. ГОРБАШОВА, аспирант, НТУУ «КПІ», Київ;

О. Н. ПЕТРИЩЕВ, д-р техн. наук, проф., НТУУ «КПІ», Київ;

Г. М. СУЧКОВ, д-р техн. наук, проф.;

М. И. РОМАНЮК, аспирант, НТУУ «КПІ», Київ;

С. В. ХАЩИНА, аспирант, НТУ «ХПІ»;

Е.Л. НОЗДРАЧОВА, канд. техн. наук, доц. НТУ «ХПІ»

ОЦЕНКА МЕХАНИЗМОВ ЭМА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ ИЗЛУЧЕНИИ И ПРИЕМЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

Выполнен сравнительный анализ механизмов образования деформаций в ферромагнитных металлах при электромагнитном возбуждении поверхностных волн Рэлея и показано, что силы Лоренца можно не учитывать при выполнении количественных оценок амплитудных значений возбуждаемых волн. Дана адекватная реальной ситуации количественная оценка амплитуд смещений материальных частиц во фронте радиально распространяющейся поверхностной волны Рэлея. Введено и физически обосновано новое в практике расчетов преобразователей электромагнитного типа понятие «волновая характеристика» индуктора (источника переменного магнитного поля). Дано объяснение экспериментально наблюдаемому факту влияния геометрических параметров индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на заданной частоте. Построена замкнутая математическая модель ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом радиально распространяющихся волн Рэлея. Выполнены расчеты волновых, частотных и импульсных передаточных характеристик ультразвукового тракта.

Ключевые слова: волны Рэлея, электромагнитные преобразователи, ультразвуковые волны, акустический тракт, математическая модель

Введение. Повышение достоверности результатов дефектологических исследований поверхности листового металлопроката достигается путем применения специальных алгоритмов обработки сигналов, которые формируются на электрическом выходе приемника ультразвуковых волн. Реализация этих алгоритмов позволяет осуществить решение так называемой обратной задачи ультразвуковой дефектоскопии, суть которой заключается в определении по спектральным характеристикам сигнала на электрическом выходе приемника ультразвуковых волн самого факта наличия дефекта в определенной области контролируемого изделия и, в случае выявления дефекта, выполнения оценок его размеров и координат места нахождения. Естественно, что качество решения обратной задачи напрямую зависит от дальности обнаружения дефекта минимальных размеров. Чем больше дальность и чем меньше размеры достоверно определяемого дефекта, тем выше качество программного продукта, который в настоящее время является обязательным компонентом ультразвуковых дефектоскопов.

Дальнейшее совершенствование алгоритмов обработки сигналов ультразвуковой дефектоскопии предполагает ясное и четкое и, что, пожалуй, самое главное, физически содержательное количественное описание параметров и ха-

рактических процессов возбуждения, распространения, отражения от дефектов и приема ультразвуковых волн, которые используются в процедуре неразрушающего контроля изделия. Последовательное описание этих процессов позволяет установить спектральные искажения, которым подвергается электрический сигнал, который подается на электрический вход излучателя ультразвуковых волн.

Начальным этапом этих исследований является надежное определение спектральных искажений, которые вносятся самими преобразователями в режиме излучения и приема ультразвуковых волн. Определение этих искажений позволяет исключить из результатов наблюдений те искажения, которые вносятся измерительным прибором, т. е. ультразвуковым трактом состоящим, как минимум из излучателя и приемника ультразвуковых волн. Очевидно, что понимание роли измерительного прибора в формировании результатов измерения позволит существенно повысить надежность и достоверность результатов неразрушающего контроля промышленных изделий.

1. Определение особенностей электромагнитно-акустического преобразователя в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея в ферромагнитных изделиях

Рассмотрим расчетную схему (рис. 1) преобразователя электромагнитного типа, которая включает в себя индуктор (позиция 1 на рис. 1) – источник переменного магнитного поля и массивный металлический лист (позиция 2) из металла ферромагнитной группы. Индуктор находится в вакууме на расстоянии δ над поверхностью металла и представляет собой N concentric витков провода, которые уложены в кольцевую катушку с поперечным сечением $(R_2 - R_1) \times h$, где R_1 и R_2 – радиальные размеры, а h – высота укладки проводника электрического тока. Индуктор является электрической нагрузкой для генератора разности электрических потенциалов, которая изменяется во времени по гармоническому закону $e^{i\omega t}$ ($i = \sqrt{-1}$; ω – круговая частота смены знака потенциала; t – время) с амплитудой U_0 . Символом

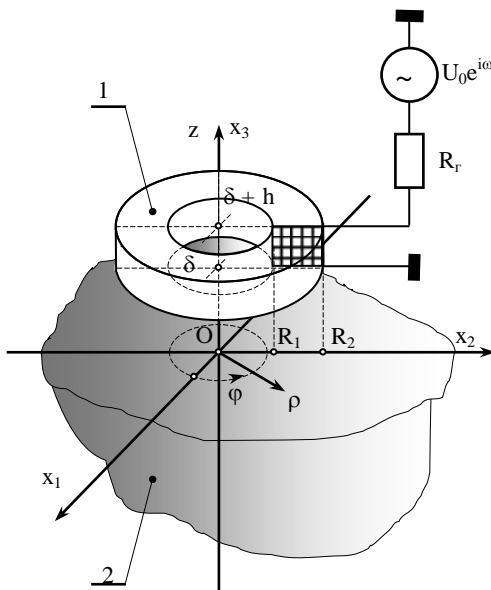


Рис. 1 – Расчетная схема преобразователя электромагнитного типа с кольцевым индуктором

Рис. 1 – Расчетная схема преобразователя электромагнитного типа с кольцевым индуктором

R_z на рис. 1 обозначено выходное сопротивление генератора электрических сигналов.

Под действием разности электрических потенциалов $U_0 e^{i\omega t}$ по электрическому контуру источника переменного магнитного поля (индуктора) протекает электрический ток $I_0 e^{i\omega t}$, амплитуда которого $I_0 = U_0 / (R_z + i\omega L_k)$, где L_k - индуктивность катушки. Переменный электрический ток $I_0 e^{i\omega t}$ генерирует переменное магнитное поле с напряженностью $\vec{H}^*(x_k) e^{i\omega t}$, где $\vec{H}^*(x_k)$ - зависящая от координат ($x_k \Leftrightarrow (x_1, x_2, x_3)$ - символы осей декартовой правосторонней системы координат (рис. 1)) точки наблюдения амплитуда вектора напряженности переменного магнитного поля. Очевидно, что кольцевая катушка генерирует осесимметричное, т. е. не зависящее от значений полярного угла φ цилиндрической системы координат ρ, φ, z (рис. 1), переменное магнитное поле, вектор напряженности которого $\vec{H}^*(x_k)$ (словосочетание «амплитудное значение» в дальнейшем тексте не будет использоваться, но будет всегда подразумеваться при определении параметров и характеристик физических полей и величин, которые будут привлекаться к описанию процесса приема ультразвуковой волны Рэлея) в цилиндрической системе координат (рис. 1) полностью определяется радиальным $H_\rho^0(\rho, z)$ и аксиальным $H_z^0(\rho, z)$ компонентами, которые не зависят от значений полярного угла φ .

В присутствии постоянного поля подмагничивания (источник этого поля на рис. 1 не показан) переменное магнитное поле $\vec{H}^*(x_k)$ кольцевого индуктора создает на поверхности и в объеме ферромагнитного металла достаточно сложную систему силовых факторов, которые деформируют металл и, по своей сути, являются источниками ультразвуковых волн, которые возбуждаются и распространяются в металлическом листе.

Предположим, что в области существования переменного магнитного поля $\vec{H}^*(x_k) e^{i\omega t}$ создано постоянное поле подмагничивания, вектор магнитной индукции которого ориентирован вдоль оси Oz , т. е. полностью определяется компонентом B_z^0 . Для упрощения последующих расчетов будем считать, что индукция B_z^0 в пределах области существования переменного магнитного поля, т. е. в области, где вектор $\vec{H}^*(x_k)$ принимает заметные значения (это сфера радиуса $r_0 = (3 \div 4)R_z$), не зависит от значений координат точки наблюдения. В этом случае пондеромоторное действие магнитного поля [1] на ферромагнитный металл определяется поверхностными $\sigma_{z\beta}^L(\rho)$ и объемными $f_\beta^L(\rho, z)$ ($\beta = \rho, z$) плотностями сил Лоренца, причем

$$\sigma_{zp}^L(\rho) = B_z^0 H_p^*(\rho, 0), \quad \sigma_{zz}^L(\rho) = B_z^0 H_{zp}^*(\rho, 0)/2, \quad (1.1)$$

$$f_\rho^L(\rho) = J_\varphi^*(\rho, z) B_z^0, \quad f_z^L(\rho) = 0, \quad (1.2)$$

где $J_\varphi^*(\rho, z)$ - окружной компонент вектора поверхностной плотности вихревого тока проводимости в объеме металлоизделия. При этом

$$J_\varphi^*(\rho, z) = \partial H_p^*(\rho, z)/\partial z - \partial H_z^*(\rho, z)/\partial \rho. \quad (1.3)$$

Помимо пондеромоторных сил или сил Лоренца переменное магнитное поле кольцевого индуктора в объеме намагниченного не до насыщения ферромагнетика создает деформации, которые обусловлены взаимодействием магнитных доменов [2], т. е. прямым магнитострикционным эффектом [2] или, как часто говорят и пишут, эффектом Джоуля. Уровни упругих деформаций определяются поверхностной $\sigma_{zp}^D(\rho)$ и объемной $f_\beta^D(\rho, z)$ плотностями сил Джоуля, которые, в случае вертикального поля подмагничивания, определяются следующими выражениями

$$\sigma_{zp}^D(\rho) = \frac{m_1 - m_2}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_p^*(\rho, 0), \quad \sigma_{zz}^D(\rho) = \frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_z^*(\rho, 0), \quad (1.4)$$

$$f_\rho^D(\rho, z) = \frac{\partial \sigma_{pp}^D(\rho, z)}{\partial \rho} + \frac{\partial \sigma_{zp}^D(\rho, z)}{\partial z} + \frac{1}{\rho} [\sigma_{pp}^D(\rho, z) - \sigma_{\varphi\varphi}^D(\rho, z)], \quad (1.5)$$

$$f_z^D(\rho, z) = \frac{\partial \sigma_{zp}^D(\rho, z)}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \sigma_{zp}^D(\rho, z) + \frac{\partial \sigma_{zz}^D(\rho, z)}{\partial z}, \quad (1.6)$$

где m_1 и m_2 - магнитострикционные константы, которые определяются экспериментально при фиксированном значении поля подмагничивания; μ_3^ε - магнитная проницаемость, экспериментально определяемая в режиме постоянства (равенства нулю) механических деформаций; поверхностные плотности сил Джоуля $\sigma_{pp}^D(\rho, z)$ и $\sigma_{\varphi\varphi}^D(\rho, z)$ определяются следующими выражениями

$$\sigma_{pp}^D(\rho, z) = \sigma_{\varphi\varphi}^D(\rho, z) = \frac{m_2}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_z^*(\rho, z). \quad (1.7)$$

Указанная система силовых факторов возбуждает в листовом металлопрокате совокупность симметричных и антисимметричных относительно срединной плоскости листа радиально распространяющихся волн Лэмба. Если частота смены знака силовых факторов настолько велика, что по толщине листа укладывается не менее десяти длин волн продольной волны, которая распространяется с максимально возможной в объеме листа скоростью $v_\ell = \sqrt{(\lambda + 2G)/\rho_0}$ (λ , G и ρ_0 - модули упругости и плотность металла), то алгебраическая сумма волн Лэмба вырождается в поверхностную волну Рэлея, которая распространяется в

радиальных направлениях вдоль поверхности листа, над которой располагается источник переменного магнитного поля (индуктор), и сферические продольные и поперечные волны, которые уходят из области действия внешних сил к донной поверхности металлического листа.

Осесимметричную, распространяющуюся в радиальных направлениях волну Рэлея можно описать с помощью вектора смещения $\vec{u}(\rho, z)e^{i\omega t}$ материальных частиц металлического листа. Вектор смещения $\vec{u}(\rho, z)$ полностью определяется радиальным $u_\rho(\rho, z)$ и аксиальным $u_z(\rho, z)$ компонентами, значения которых задаются следующими выражениями:

$$u_\rho(\rho, z) = A_R u_\rho^0(z) H_1^{(2)}(\gamma\rho), \quad u_z(\rho, z) = A_R u_z^0(z) H_0^{(2)}(\gamma\rho), \quad (1.8)$$

где A_R - амплитудный множитель, качественные и количественные характеристики которого определяются конструкцией источника волн Рэлея; $u_\rho^0(z)$ и $u_z^0(z)$ - общие решения однородной граничной задачи или разрешенные вторым и третьим законами Ньютона динамические перемещения материальных частиц упругого изотропного полупространства; $H_\nu^{(2)}(\gamma\rho)$ - функция Ханкеля второго рода порядка $\nu = 0; 1$; $\gamma = \omega/v_R$ - волновое число волны Рэлея, которая распространяется со скоростью v_R .

Нормальные волны Рэлея (компоненты $u_\rho^0(z)$ и $u_z^0(z)$) определяются следующими выражениями

$$u_\rho^0(z) = -\gamma \left(e^{\alpha z} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right), \quad u_z^0(z) = \alpha \left(e^{\alpha z} - \frac{2\gamma^2}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right), \quad (1.9)$$

где α и β - отстающие по фазе на $\pi/2$ радиан проекции волновых векторов \vec{k}_ℓ и \vec{k}_s невзаимодействующих продольных (индекс ℓ) и сдвиговых (поперечных) (индекс s) волн на вертикальную ось Oz цилиндрической системы координат. При этом теорема Пифагора для волновых векторов записывается в следующем виде $\gamma^2 - \alpha^2 = k_\ell^2$ и $\gamma^2 - \beta^2 = k_s^2$. Модули векторов k_ℓ и k_s определяются как обычно, т. е. $k_\ell = \omega/v_\ell$ и $k_s = \omega/v_s$, где $v_s = \sqrt{G/\rho_0}$ - скорость волн сдвига. Волновые числа α , β и γ удовлетворяют условию существования волны Рэлея, которое записывается следующим образом

$$\Delta_R(\gamma^2) = (\gamma^2 + \beta^2)^2 - 4\gamma^2\alpha\beta = 0. \quad (1.10)$$

Уравнение (1.10) довольно часто называют дисперсионным уравнением Рэлея, что, строго говоря, не соответствует его физическому содержанию.

В работе [3] с помощью интегральных преобразований Ханкеля получено выражение для расчета амплитудного множителя рэлеевской волны, которая

возбуждается осесимметричными поверхностными и объемными нагрузками. Числовые значения амплитудного множителя A_R определяются следующим выражением

$$A_R = \frac{i\pi}{2G\Delta'_R(\gamma^2)} \left\{ \frac{(\gamma^2 + \beta^2)^2}{k_s^2 \alpha} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^0 \rho [f_{\rho}^*(\rho, z) J_1(\gamma\rho) u_{\rho}^0(z) + f_z^*(\rho, z) J_0(\gamma\rho) u_z^0(z)] dz d\rho + \right. \\ \left. + (\gamma^2 + \beta^2) \int_0^{\infty} \rho \sigma_{z\infty}^*(\rho, 0) J_0(\gamma\rho) d\rho + 2\gamma\beta \int_0^{\infty} \rho \sigma_{z\rho}^*(\rho, 0) J_1(\gamma\rho) d\rho \right\}, \quad (1.11)$$

где $\Delta'_R(\gamma^2) = d\Delta_R(\gamma^2)/d(\gamma^2)$; $f_{\beta}^*(\rho, z)$ и $\sigma_{z\beta}^*(\rho, 0)$ ($\beta = \rho, z$) – амплитудные значения изменяющихся во времени по гармоническому закону объемных и поверхностных плотностей заданных силовых факторов; $J_{\nu}(\gamma\rho)$ – функция Бесселя порядка $\nu = 0; 1$. В случае электромагнитного возбуждения волн Рэлея в металлах ферромагнитной группы $\sigma_{z\beta}^*(\rho, 0) = \sigma_{z\beta}^D(\rho, 0) + \sigma_{z\beta}^L(\rho, 0)$ и $f_{\beta}^*(\rho, z) = f_{\beta}^D(\rho, z) + f_{\beta}^L(\rho, z)$.

Так как силовые факторы $\sigma_{z\beta}^*(\rho, 0)$ и $f_{\beta}^*(\rho, z)$ а priori удовлетворяют условиям физической реализуемости источника сил, т. е. удовлетворяют предельным условиям

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0), \frac{\partial \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0)}{\partial \rho}, \frac{\partial \sigma_{\lambda\beta}^*(\rho, 0)}{\partial z} \right\} = 0, \quad (1.12)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \{ f_{\beta}^*(\rho, z) \} = 0, \quad (1.13)$$

где $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ – расстояние от источника; $\lambda, \beta = \rho, z$, то интегралы по радиальной координате ρ в формуле (1.11) можно и должно толковать как прямое интегральное преобразование Ханкеля [4] с параметром интегрального преобразования γ в точности равному волновому числу распространяющейся волны Рэлея и с функцией Бесселя нулевого или первого порядка в качестве ядра преобразования.

Введем обозначения

$$\sigma_{z\rho}^*(\gamma) = \int_0^{\infty} \rho \sigma_{z\rho}^*(\rho, 0) J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad \sigma_{z\infty}^*(\gamma) = \int_0^{\infty} \rho \sigma_{z\infty}^*(\rho, 0) J_0(\gamma\rho) d\rho, \quad (1.14)$$

$$f_{\rho}^*(\gamma, z) = \int_0^{\infty} \rho f_{\rho}^*(\rho, z) J_1(\gamma\rho) d\rho, \quad f_z^*(\gamma, z) = \int_0^{\infty} \rho f_z^*(\rho, z) J_0(\gamma\rho) d\rho, \quad (1.15)$$

и будем называть величины $\sigma_{z\beta}^*(\gamma)$ и $f_{\beta}^*(\gamma, z)$ интегральными образами Ханкеля

соответствующих плотностей силовых факторов.

Воздействуя преобразованиями (1.14) и (1.15) на определения (1.1) – (1.3) плотностей сил Лоренца и выражение (1.4) – (1.7) для расчета плотностей сил Джоуля, получаем следующие результаты:

$$\sigma_{z\rho}^L(\gamma) = B_z^0 H_\rho^*(\gamma, 0), \quad \sigma_{zz}^L(\gamma) = B_z^0 H_z^*(\gamma, 0)/2, \quad (1.16)$$

$$f_\rho^L(\gamma, z) = B_z^0 \left[\frac{\partial H_\rho^*(\gamma, z)}{\partial z} + \gamma H_z^*(\gamma, z) \right], \quad f_z^L(\gamma, z) = 0, \quad (1.17)$$

$$\sigma_{z\rho}^D(\gamma) = \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_\rho^*(\gamma, 0), \quad \sigma_{zz}^D(\gamma) = \frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 H_z^*(\gamma, 0), \quad (1.18)$$

$$f_\rho^D(\gamma, z) = \frac{m_2}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \left[\frac{(m_1 - m_2)}{2m_2} \frac{\partial H_\rho^*(\gamma, z)}{\partial z} - \gamma H_z^*(\gamma, z) \right], \quad (1.19)$$

$$f_z^D(\gamma, z) = \frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \left[\gamma \frac{(m_1 - m_2)}{2m_1} H_\rho^*(\gamma, z) + \frac{\partial H_z^*(\gamma, z)}{\partial z} \right]. \quad (1.20)$$

Линейные комбинации интегральных образов $\sigma_{z\rho}^L(\gamma)$, $f_\beta^L(\gamma, z)$, $\sigma_{z\rho}^D(\gamma)$ и $f_\beta^D(\gamma, z)$ дают числовые значения величин $\sigma_{z\rho}^*(\gamma)$ и $f_\beta^*(\gamma, z)$, которые определяют амплитудный множитель возбуждаемой волны Рэлея, т. е.

$$A_R = \frac{i\pi}{2G\Delta'_R(\gamma^2)} \times \left\{ \frac{(\gamma^2 + \beta^2)^2}{k_s^2 \alpha} \int_{-\infty}^0 [f_\rho^*(\gamma, z)\mu_\rho^0(z) + f_z^*(\gamma, z)\mu_z^0(z)] dz + (\gamma^2 + \beta^2) \sigma_{zz}^*(\gamma) + 2\gamma\beta \sigma_{z\rho}^*(\gamma) \right\} \quad (1.21)$$

Из содержания расчетных формул (1.16) – (1.20) и (1.21) следует очевидный, но чрезвычайно важный для практических применений вывод – для определения числового значения амплитудного множителя A_R радиально распространяющейся волны Рэлея необходимо и достаточно знание интегральных образов Ханкеля радиального $H_\rho^*(\gamma, z)$ и аксиального $H_z^*(\gamma, z)$ компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля в объеме ферромагнетика. Из этого утверждения следует, что систему уравнений Максвелла нужно решать не в терминах компонентов $H_\beta^*(\rho, z)$ вектора напряженности переменного магнитного поля, для которых она является неразрешимой системой дифференциальных уравнений второго порядка в частных производных, а в терминах интегральных образов $H_\beta^*(\gamma, z)$, для которых система уравнений Максвелла редуцируется интегральными преобразованиями Ханкеля к легко разрешимой системе обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка.

В работе [3] развита методика решения системы уравнений Максвелла в терминах интегральных образов компонентов вектора напряженности переменного магнитного поля. Для показанной на рис. 1 кольцевой катушки получены следующие результаты

$$H_p^*(\gamma, z) = \frac{\mu_0 \zeta I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad (1.22)$$

$$H_{zp}^*(\gamma, z) = -\frac{\mu_0 \mu_1^\varepsilon I_0 N}{\mu_3^\varepsilon (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad (1.23)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ - магнитная проницаемость вакуума; $\zeta = (\mu_1^\varepsilon / \mu_3^\varepsilon) \sqrt{\gamma^2 + i\omega \mu_3^\varepsilon r_2}$ - комплексное волновое число, которое учитывает экранирующее действие вихревых токов в объеме металла; μ_1^ε - магнитная проницаемость, которая экспериментально определяется в режиме постоянства (равенства нулю) упругих деформаций в произвольном перпендикулярном направлении относительно направления постоянного магнитного поля B_z^0 ; $r_2 \equiv r_{22}$ - компонент тензора удельной электрической проводимости в направлении оси Ox_2 (рис. 1); $W_K(\gamma, \Gamma)$ - функция, которая учитывает влияние геометрических параметров (символ Γ) источника переменного магнитного поля, т. е. индуктора, на числовые значения компонентов $H_p^*(\gamma, z)$ и, в конечном счете, на эффективность возбуждения поверхностной волны Рэлея на заданной частоте ω или с заданным волновым числом $\gamma = \omega / v_R$.

Функция $W_K(\gamma, \Gamma)$ задается следующим выражением

$$W_K(\gamma, \Gamma) = e^{-\gamma \delta} \frac{(1 - e^{-\gamma h})}{\gamma h} W(\gamma, R_1, R_2). \quad (1.24)$$

Первый множитель в формуле (1.24) показывает, насколько быстро уменьшается значение функции $W_K(\gamma, \Gamma)$ по мере увеличения расстояния между индуктором и поверхностью металла и поэтому множитель $e^{-\gamma \delta}$ можно назвать коэффициентом потерь из-за неконтакта, т. е. расстояния δ (рис. 1). Второй множитель определяет влияние толщины h укладки витков провода в объем индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн. Он равен единице при $\gamma h = 0$, и монотонно уменьшается до нуля при $\gamma h \rightarrow \infty$. Третий множитель $W(\gamma, R_1, R_2)$ показывает, как влияют радиальные размеры укладки витков в объеме индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на различных частотах. Этот множитель определяется следующим выражением

$$W(\gamma, R_1, R_2) = \frac{\pi}{2(1 - R_1/R_2)} \left[\Xi[\gamma R_2] - \frac{R_1}{R_2} \Xi[\gamma R_1] \right], \quad (1.25)$$

где $\Xi(\gamma R_j) = J_1(\gamma R_j) \mathbf{H}_0(\gamma R_j) - J_0(\gamma R_j) \mathbf{H}_1(\gamma R_j)$, $j = 1, 2$; $J_\nu(\gamma R_j)$ ($\nu = 0; 1$) – функция Бесселя порядка ν ; $\mathbf{H}_\nu(\gamma R_j)$ – функция Струве порядка ν [5].

На рис. 2 показаны графики модуля знакопеременной функции $W(\gamma, R_1, R_2)$, построенные для различных значений отношения радиусов R_1/R_2 . Числовое значение параметра R_1/R_2 проставлено в поле рисунка цифрами возле соответствующих кривых. По оси абсцисс на рис. 2 откладывается значение безразмерного волнового числа γR_2 . Необходимо особо отметить, что скорость распространения v_R волны Рэлея не зависит от частоты и в этом случае термин «безразмерное волновое число» полностью эквивалентен термину «безразмерная круговая частота», поскольку $\gamma R_2 = \omega R_2 / v_R = \omega \tau_0$, где $\tau_0 = R_2 / v_R$ – характерное время (временной масштаб).

Особенностью частотно зависимого изменения функции $W(\gamma, R_1, R_2)$ является её знакопеременность, т.е. обращение в нуль на некоторых частотах. При этом положение нулей функции $W(\gamma, R_1, R_2)$ на оси безразмерных волновых чисел (частот) существенно зависит от значения отношения R_1/R_2 . Очевидно, что на частотах, на которых выполняется условие $W(\gamma, R_1, R_2) = 0$, вообще не происходит возбуждения поверхностных волн Рэлея.

Эту особенность частотно зависимого изменения функции $W(\gamma, R_1, R_2)$ и, как следствие, эффективности возбуждения волн Рэлея, т.е. работы всего ультразвукового преобразователя электромагнитного типа, можно объяснить интерференцией волновых полей, которые излучаются различными участками деформируемого твердого тела, которые находятся в области существования внешних сил.

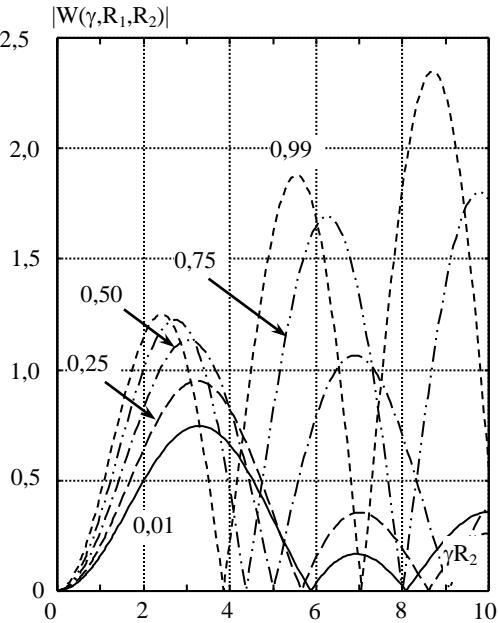


Рис. 2. Влияние радиальных размеров укладки витков кольцевой катушки на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на различных частотах

На рис. 3 показана схема формирования поверхностной акустической волны за пределами области нагружения, т. е. в сечении $\rho = const$, где $\rho > (3 + 4)R_2$. Двумя concentрическими цилиндрическими поверхностями ρ и $\rho + d\rho$ на рис. 3 выделена область, которая находится в переменном магнитном поле индуктора и испытывает на себе действие сил Лоренца и Джоуля. Эту область можно рассматривать как элементарный (в смысле энергетики) излучатель, который формирует гармонические (стационарные) поля радиальных и аксиальных смещений материальных частиц, как во внешней (относительно своего радиального размера ρ), так и во внутренней областях полупространства. Двумя другими concentрическими цилиндрическими поверхностями с радиусами $\rho + \Delta\rho$ и

$\rho + \Delta\rho + d\rho$ ($\rho + \Delta\rho < R$) выделена вторая область, которую также можно рассматривать в качестве элементарного источника гармонических полей. Стационарные волновые поля, созданные двумя элементарными источниками, имеют фазовый сдвиг $\Delta\varphi = \gamma\Delta\rho$, который изменяется с изменением безразмерного волнового числа или безразмерной частоты. В зависимости от величины фазового сдвига волновые поля первого и второго источников либо складываются, либо вычитаются, т. е. интерферируют. На некоторых частотах, которым соответствуют нули функции $W(\gamma, R_1, R_2)$, волновые поля всех элементарных источников взаимно компенсируют друг друга и подводимая к упругому полупространству энергия не выносится за пределы области существования переменного магнитного поля индуктора.

Так как характер изменения функции $W(\gamma, R_1, R_2)$ и, как следствие, функции $W_K(\gamma, \Gamma)$ в целом, полностью определяется волновыми процессами в упругом полупространстве, т. е. в акустической нагрузке преобразователя, то функцию $W_K(\gamma, \Gamma)$ будем в дальнейшем называть волновой характеристикой источника (преобразователя электромагнитного типа) поверхностных волн Рэлея. Исследованиями показано влияние относительной величины неконтакта

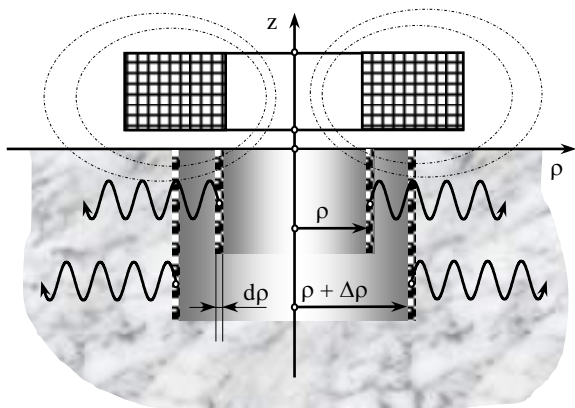


Рис. 3 – К определению физического содержания функции $W(\gamma, R_1, R_2)$

δ/R_2 на частотно зависимое изменение волновой характеристики $W_K(\gamma, \Gamma)$ кольцевого индуктора в составе преобразователя электромагнитного типа. Относительные размеры кольца, которое образуют витки провода, проставлены в поле рисунка. Варьируемым параметром зависимостей является отношение δ/R_2 , величина которого изменяется от нуля до единицы. Показано, что даже при небольших значениях неконтакта ($\delta/R_2 = 0,25$) уровни волновой характеристики $W_K(\gamma, \Gamma)$ резко уменьшаются и, как следствие, снижается эффективность возбуждения волны Рэлея в области высоких частот. Причиной этому является изменение условий генерации и интерференции волновых полей, которые излучаются участками ферромагнетика, которые находятся в области существования переменного магнитного поля индуктора. При увеличении неконтакта напряженность переменного магнитного поля в ферромагнетике уменьшается, а границы области существования расширяются. Именно это и приводит к снижению эффективности излучения волн Рэлея в области высоких частот.

Указанные выше особенности влияния размеров источника переменного магнитного поля (индуктора) и неконтакта были экспериментально определены и опубликованы в статье [6] В. Я Грошевым в 1998 г.

Подставляя выражения (1.22), (1.23) в соотношения (1.16) – (1.20), получаем формулы для расчета интегральных образов Ханкеля поверхностных и объемных плотностей сил Лоренца и Джоуля:

$$\begin{aligned}\sigma_{zp}^L(\gamma) &= \frac{\mu_0 B_z^0 \zeta I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma), \\ \sigma_z^L(\gamma) &= -\frac{\mu_0 B_z^0 \mu_1^\varepsilon I_0 N}{\mu_3^\varepsilon (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma),\end{aligned}\quad (1.26)$$

$$f_p^L(\gamma, z) = \frac{i\omega r_2 \mu_1^\varepsilon \mu_0 B_z^0 I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad f_z^L(\gamma, z) = 0, \quad (1.27)$$

$$\begin{aligned}\sigma_{zp}^D(\gamma) &= \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\mu_0 \zeta I_0 N}{\gamma(\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma), \\ \sigma_z^D(\gamma) &= -\frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\mu_0 \mu_1^\varepsilon I_0 N}{\mu_3^\varepsilon (\mu_0 \zeta + \mu_1^\varepsilon \gamma)} W_K(\gamma, \Gamma),\end{aligned}\quad (1.28)$$

$$f_p^D(\gamma, z) \approx \frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} B_z^0 \frac{\zeta}{\lambda} I_0 N W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}, \quad (1.29)$$

$$f_z^D(\gamma, z) \approx \left[\frac{(m_1 - m_2)}{2\mu_3^\varepsilon} - \frac{m_1 \mu_1^\varepsilon}{(\mu_3^\varepsilon)^2} \right] B_z^0 I_0 N W_K(\gamma, \Gamma) e^{\zeta z}. \quad (1.30)$$

Выражения (1.29) и (1.30) записаны в предположении, что $|\zeta| \gg \gamma$. Действительно, при умеренной удельной электрической проводимости

$r_2 \cong 10$ МСм/м и магнитной проницаемости $\mu_1^{\varepsilon} \cong \mu_3^{\varepsilon} = 30\mu_0 = 3,77 \cdot 10^{-5}$ Гн/м произведение $\omega r_2 \mu_3^{\varepsilon} = 2,37 \cdot 10^9 f_{M\Gamma\zeta}$, где $f_{M\Gamma\zeta}$ - значение циклической частоты в мегагерцах. При этом $\gamma^2 = 4\pi^2 \cdot 10^{12} f_{M\Gamma\zeta}^2 / v_R^2$. Если принять среднестатистическое значение $v_R = 3500$ м/с, то $\gamma^2 = 3,22 \cdot 10^6 f_{M\Gamma\zeta}^2$. Отношение $\gamma^2 / (\omega r_2 \mu_3^{\varepsilon}) = 1,36 \cdot 10^{-3} f_{M\Gamma\zeta}$, т. е. остается существенно меньше единицы вплоть до частот в сотни мегагерц. По этой причине $\xi^2 = \gamma^2 + i\omega r_2 \mu_3^{\varepsilon} \cong i\omega r_2 \mu_3^{\varepsilon}$ и $\zeta^2 = i\omega r_2 \mu_1^{\varepsilon}$, причем $|\zeta| \gg \gamma$.

Из расчетных формул (1.26) – (1.30) следует, что

$$\frac{\sigma_{zp}^L(\gamma)}{\sigma_{zp}^D(\gamma)} = \frac{2\mu_3^{\varepsilon}}{m_1 - m_2}, \quad \frac{\sigma_{z\zeta}^L(\gamma)}{\sigma_{z\zeta}^D(\gamma)} = \frac{\mu_3^{\varepsilon}}{m_1}. \quad (1.31)$$

Если напряженность поля подмагничивания $H_z^0 = B_z^0 / \mu_3^{\varepsilon}$ составляет примерно половину коэрцитивной силы (параметр петли гистерезиса ферромагнетика), то магнитострикционные константы m_1 и m_2 становятся не меньше чем 0,1 Гн/м, при этом $m_1 \approx 0,1$ Гн/м, а $m_2 \approx -m_1/2$. Если принять, как и ранее $\mu_3^{\varepsilon} = 30\mu_0 = 3,77 \cdot 10^{-5}$ Гн/м, то отношения поверхностных плотностей сил Лоренца и сил Джоуля, определенные выражениями (1.31), принимают следующие значения $\sigma_{zp}^L(\gamma) / \sigma_{zp}^D(\gamma) = 5,03 \cdot 10^{-4}$ и $\sigma_{z\zeta}^L(\gamma) / \sigma_{z\zeta}^D(\gamma) = 3,77 \cdot 10^{-4}$. Так как отношение объемных плотностей $f_{\rho}^L(\gamma) / f_{\rho}^D(\gamma) = 2\mu_3^{\varepsilon} / (m_1 - m_2) = 5,03 \cdot 10^{-4}$, то можно сделать вывод о том, что при правильно выбранном поле подмагничивания ферромагнетика силы Джоуля, т. е. прямой магнитострикционный эффект, является доминирующим механизмом образования деформаций при электромагнитном способе возбуждения ультразвуковых волн в ферромагнитных металлах.

С учетом этого обстоятельства следует записать, что $f_{\beta}^*(\gamma, z) = f_{\beta}^D(\gamma, z)$ ($\beta = z, \rho$) и $\sigma_{z\beta}^*(\gamma) = \sigma_{z\beta}^D(\gamma)$, после чего выражение (1.21) для расчета амплитудного множителя A_R принимает следующий вид

$$A_R = i A_0 \frac{1}{\gamma} W_K(\gamma, \Gamma), \quad (1.32)$$

где $A_0 = \frac{\pi(m_1 - m_2)B_z^0 I_0 N}{8G\mu_3^{\varepsilon}} f(v)$ - абсолютная чувствительность ферромагнети-

ка в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея электромагнитным способом; $f(v)$ - безразмерное число, величина которого определяется значением

коэффициента Пуассона ν поликристаллического (изотропного по упругим свойствам) ферромагнетика. Это число определяется следующей формулой

$$f(\nu) = \frac{1}{\Lambda_0} \left[-\frac{\gamma(\gamma^2 + \beta^2)}{k_s^2 \alpha} + \frac{2\beta\gamma}{k_s^2} + \frac{2\alpha\beta}{(\gamma^2 + \beta^2)} \right],$$

где $\Lambda_0 = 2 - \frac{4\gamma^4 - 3\gamma^2(1 + \eta)k_s^2 + 2\eta k_s^4}{\alpha\beta(\gamma^2 + \beta^2)}$; $\eta = \frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)}$; волновые числа α , β и γ удовлетворяют уравнению (1.10).

В таблице приведены значения отношений α/k_s , β/k_s и γ/k_s , константы $f(\nu)$, а также значения нормированной скорости волны Рэлея v_R/v_s , рассчитанные для различных значений коэффициента Пуассона во всем диапазоне возможных его значений, т. е. от нуля до половины.

Таблица – Безразмерные волновые числа, константа $f(\nu)$ и скорости поверхностных волн Рэлея для различных значений коэффициента Пуассона

ν	α/k_s	β/k_s	γ/k_s	$f(\nu)$	v_R/v_s
0,00	0,899454	0,555893	1,144123	0,393670	0,874032
0,02	0,898689	0,545378	1,139051	0,366260	0,877924
0,04	0,898302	0,534895	1,134069	0,339802	0,881781
0,06	0,898311	0,524450	1,129180	0,314316	0,885599
0,08	0,898732	0,514044	1,124385	0,289825	0,889375
0,10	0,899587	0,503688	1,119688	0,266339	0,893106
0,12	0,900891	0,493380	1,115089	0,243874	0,896790
0,14	0,902665	0,483123	1,110589	0,222440	0,900423
0,16	0,904929	0,472925	1,106191	0,202035	0,904003
0,18	0,907704	0,462785	1,101894	0,182667	0,907528
0,20	0,911013	0,452709	1,097700	0,164325	0,910996
0,22	0,914879	0,442696	1,093608	0,147007	0,914404
0,24	0,919329	0,432749	1,089620	0,130695	0,917752
0,26	0,924386	0,422869	1,085734	0,115379	0,921036
0,28	0,930086	0,413057	1,081950	0,101041	0,924257
0,30	0,936456	0,403316	1,078269	0,087651	0,927413
0,32	0,943530	0,393642	1,074688	0,075196	0,930503
0,34	0,951347	0,384037	1,071207	0,063642	0,933526
0,36	0,959948	0,374500	1,067825	0,052961	0,936483
0,38	0,969380	0,365028	1,064540	0,043126	0,939373
0,40	0,979693	0,355621	1,061351	0,034101	0,942195
0,42	0,990946	0,346274	1,058256	0,025855	0,944951
0,44	1,003203	0,336985	1,055253	0,018357	0,947640
0,46	1,016536	0,327749	1,052340	0,011572	0,950263
0,48	1,031030	0,318565	1,049516	0,005463	0,952820
0,50	1,046778	0,309426	1,046778	$-4,79 \cdot 10^{-7}$	0,955313

Подставляя выражение (1.32) в определения (1.8) компонентов вектора смещения материальных частиц ферромагнетика, можем записать следующий результат

$$\begin{aligned}
 u_p(\rho, z) &= -iU_0(\gamma) \left(e^{\alpha z} - \frac{2\alpha\beta}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right) H_1^{(2)}(\gamma\rho), \\
 u_z(\rho, z) &= iU_0(\gamma) \frac{\alpha}{\gamma} \left(e^{\alpha z} - \frac{2\gamma^2}{\gamma^2 + \beta^2} e^{\beta z} \right) H_0^{(2)}(\gamma\rho),
 \end{aligned}
 \tag{1.33}$$

где $U_0(\gamma) = A_0 W_K(\gamma, \Gamma)$ - зависящая от частоты смены знака внешних сил (от длины возбуждаемой волны) и от геометрических параметров источника этих сил амплитуда вектора смещения материальных частиц металла. Предположим, что волна Рэлея возбуждается в стальном листе, модуль сдвига которого $G = 83,9 \text{ ГПа}$, коэффициент Пуассона $\nu = 0,3$. Тогда, полагая что $B_z^0 / \mu_3^e = 1000 \text{ А/м}$; магнитострикционные константы $m_1 = 0,1 \text{ Гн/м}$ и $m_2 = -0,05 \text{ Гн/м}$; $I_0 = 50 \text{ А}$ и $N = 10$, получаем для значения $f(\nu) = 0,087651$ следующее значение абсолютной чувствительности ферромагнетика в режиме возбуждения поверхностных волн Рэлея электромагнитным способом $A_0 = 3,077 \cdot 10^{-8} \text{ м}$. Эта и без того небольшая величина еще умножается на числовое значение волновой характеристики $W_K(\gamma, \Gamma) < 1$ на соответствующей безразмерной частоте, что дает основание для вывода о том, что амплитуда $U_0(\gamma)$ вектора смещения материальных частиц не превышает десяти – пятнадцати нанометров.

Амплитуду $U_0(\gamma)$ смещений материальных частиц можно записать в следующем эквивалентном виде

$$U_0(\gamma) = U_0 F(\omega, \gamma, \Gamma), \tag{1.34}$$

где U_0 - разность электрических потенциалов на клеммах генератора электрических сигналов; $F(\omega, \gamma, \Gamma) = A_0 W_K(\gamma, \Gamma) / [I_0 (R_z + i\omega L_k)]$ - частотная характеристика преобразователя электромагнитного типа (размерность метр деленный на вольт) в режиме возбуждения волн Рэлея в ферромагнитном металле; R_z и L_k - выходное сопротивление генератора и индуктивность катушки (индуктора).

Из изложенного следует, что спектр сигнала электрического воздействия на индуктор необходимо согласовывать с его полосой рабочих частот, которая определяется его геометрическими характеристиками.

2. Расчет частотной характеристики ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом волн Рэлея в ферромагнетике

Рассмотрим ультразвуковой тракт, состоящий из преобразователя электромагнитного типа (позиция 1 на рис. 4), который возбуждает осесимметричные, радиально распространяющиеся вдоль поверхности ферромагнетика (позиция 2) волны Рэлея, и расположенного на расстоянии R_0 от него приемника (позиция 3) ультразвуковых волн той же конструкции, т. е. с кольцевым индуктором. Ис-

точники постоянного поля подмагничивания, которые создают однородное магнитное поле с индукцией B_z^0 , на расчетной схеме не показаны. В общем случае кольцевые индукторы преобразователей могут иметь различное число витков (символы N_1 и N_2 на рис. 4) и различные значения геометрических параметров (символы Γ_1 и Γ_2 на рис. 4).

В работе [7] достаточно подробно рассмотрен вопрос о расчете амплитуд-

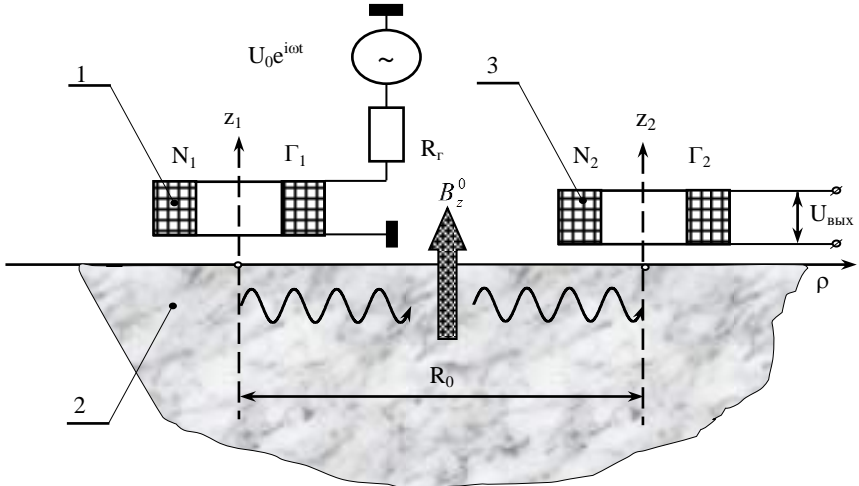


Рис. 4 – Расчетная схема ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом ультразвуковых волн Рэлея

ного значения $U_{\text{вых}}$ разности электрических потенциалов на электрически не нагруженном (режим холостого хода) выходе преобразователя электромагнитного типа в режиме приема радиально распространяющихся волн Рэлея. Следуя методике, которая развита в работе [7], можно записать, что

$$U_{\text{вых}} = \mu_0 \nu \nu_R \frac{B_z^0}{\mu_3^\varepsilon} K_M N_2 U_0(\gamma) W_K(\gamma, \Gamma_2) H_0^{(2)}(\gamma R_0), \quad (2.1)$$

где K_M - безразмерный коэффициент, величина которого определяется магнитоупругими параметрами ферромагнетика при наличии аксиального поля подмагничивания; константа K_M рассчитывается по следующей формуле

$$K_M = \frac{(m_1 - m_2)}{\mu_1^\varepsilon} \cdot \frac{\alpha(\beta - \alpha)}{(\alpha + \gamma)(\beta + \gamma)} + \frac{m_1}{\mu_3^\varepsilon} \left[\frac{\alpha^2}{\gamma(\alpha + \gamma)} - \frac{m_2}{m_1} \cdot \frac{\gamma}{\alpha + \gamma} \right];$$

$U_0(\gamma)$ - амплитуда вектора смещения распространяющейся волны Рэлея – она определена в комментариях к формуле (1.33); $W_K(\gamma, \Gamma_2)$ - волновая характеристика (см. выражение (1.24)) индуктора в составе приемника электромагнитного

типа.

Очевидно, что выражение (2.1) можно представить в следующем виде

$$U_{\text{вых}} = I_0 R_{ym}(\gamma), \quad (2.2)$$

где $R_{ym}(\gamma)$ - проходное (с электрического входа на электрический выход) комплексное, частотно зависимое сопротивление ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом радиально распространяющихся волн Рэлея. Эта величина рассчитывается по следующей формуле

$$R_{ym}(\gamma) = R_{ym}^0 W_{ym}(\gamma, \Gamma_1, \Gamma_2) H_0^{(2)}(\gamma R_0), \quad (2.3)$$

где $R_{ym}^0 = \frac{\pi^2 \mu_0 (m_1 - m_2) (B_z^0)^2 v_R f(v) K_M N_1 N_2}{8G(\mu_3^e)^2}$;

$W_{ym}(\gamma, \Gamma_1, \Gamma_2) = W_K(\gamma, \Gamma_1) W_K(\gamma, \Gamma_2)$ - волновая характеристика ультразвукового тракта.

На рис. 5 показаны графики частотно зависимого проходного сопротивления $R_{ym}(\gamma)$ ультразвукового тракта, рассчитанные в предположении, что геометрические параметры обоих индукторов одинаковы, причем $h/R_2 = 0,2$; $R_1/R_2 = 0,75$; $N_1 = N_2 = 10$; $B_z^0/\mu_3^e = 1000 \text{ А/м}$; $\mu_1^e = \mu_3^e = 30\mu_0$; $m_1 = 0,1 \text{ Гн/м}$; $m_2 = -0,05 \text{ Гн/м}$; $G = 83,9 \text{ ГПа}$; $v_R = 3500 \text{ м/с}$; $v = 0,3$. Числовое значение модуля функции Ханкеля $H_0^{(2)}(\gamma R_0)$ при вычислении $R_{ym}(\gamma)$ в расчет не принималось. Варьируемым параметром семейства кривых на рис. 5 является относительный неконтакт δ/R_2 , числовые значения которого проставлены цифрами возле соответствующих кривых в поле рисунка. По оси ординат, как всегда, отсчитывается

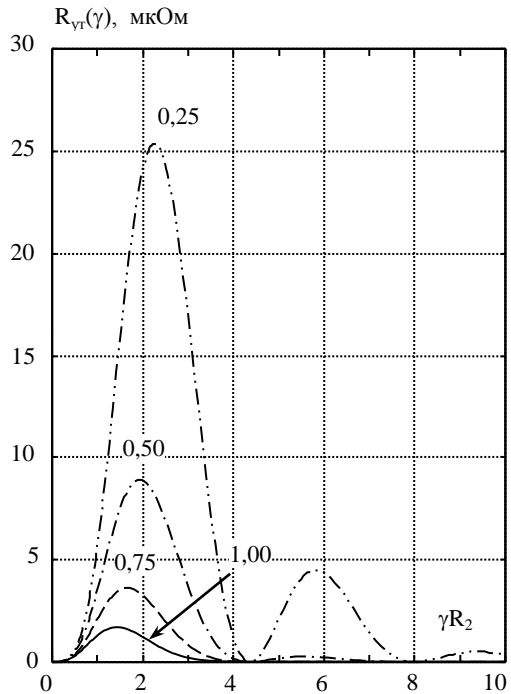


Рис. 5 – Проходное сопротивление ультразвукового тракта, рассчитанное без учета значений модуля функции Ханкеля $H_0^{(2)}(\gamma R_0)$

безразмерное волновое число γR_2 , а по оси абсцисс – значения проходного сопротивления ультразвукового тракта $R_{ym}(\gamma)$ в микроомах. Отчетливо видно, что увеличение относительного неконтакта приводит к резкому уменьшению проходного сопротивления, что эквивалентно уменьшению амплитудных значений разности потенциалов $U_{вых}$ и к смещению рабочего диапазона частот ультразвукового тракта в область низких частот. Высокая чувствительность проходного сопротивления к величине неконтакта дает основание для следующей рекомендации. При разработке конструкции ультразвукового преобразователя электромагнитного типа необходимо конструктивно обеспечить режим постоянства величины зазора между индуктором и поверхностью металла.

На рис. 6 показано частотно зависимое изменение модуля проходного сопротивления ультразвукового тракта для различных расстояний $R_0 = mR_2$ между ультразвуковыми преобразователями. Число m проставлено возле соответствующих кривых в поле рисунка. Все остальные параметры ультразвукового тракта имеют те же значения, которые были приняты при выполнении расчетов, результаты которых показаны на рис. 5.

Максимальные уровни проходного сопротивления $R_{ym}(\gamma)$ уменьшаются с увеличением расстояния R_0 между преобразователями сообразно изменению модуля функции Ханкеля $H_0^{(2)}(\gamma R_0)$, который

уменьшается пропорционально $\sqrt{2/(\pi\gamma R_0)}$. На рис. 6 отчетливо видно, что при увеличении расстояния R_0 в 16 раз максимальные значения $R_{ym}(\gamma)$ уменьшились в четыре раза. Одновременно с этим наблюдается весьма незначительное смещение максимума модуля $R_{ym}(\gamma)$ в сторону низких частот.

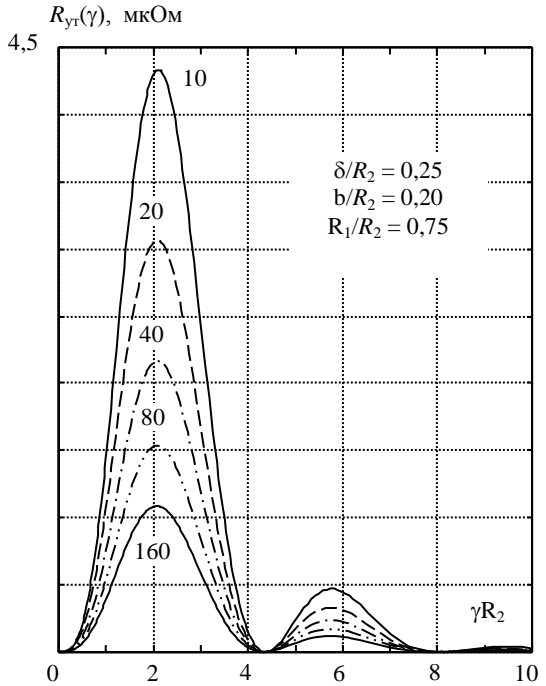


Рис. 6 – Частотно зависимое изменение модуля проходного сопротивления ультразвукового тракта при различных расстояниях между преобразователями

Поскольку $I_0 = U_0 / (R_z + i\omega L_k)$, где R_z и L_k - выходное сопротивление генератора электрических сигналов и индуктивность катушки (индуктора), возбуждающего волны Рэлея преобразователя, постольку из формулы (2.2) следует, что

$$U_{\text{вых}} = U_0 \frac{K_0}{1 + i\omega \tau_s} W_{ym}(\gamma, \Gamma_1, \Gamma_2) H_0^{(2)}(\gamma R_0), \quad (2.4)$$

где $K_0 = R_{ym}^0 / R_z$ - безразмерная константа, определяющая порядок коэффициента передачи с электрического входа на электрический выход ультразвукового тракта; $\tau_s = L_k / R_z$ - постоянная времени входной электрической цепи ультразвукового тракта. Из выражения (2.4) следует соотношение для расчета комплексной частотной характеристики $K_{ym}(\omega)$ ультразвукового тракта, которая определяется стандартным для радиотехнических систем образом, т. е.

$$K_{ym}(\omega) = \frac{U_{\text{вых}}}{U_0} = A(\omega, \gamma) e^{iF(\omega, \gamma)}, \quad (2.5)$$

где $A(\omega, \gamma)$ - амплитудно-частотная характеристика; $F(\omega, \gamma)$ - фазо - частотная характеристика ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом радиально распространяющихся волн Рэлея. Функции $A(\omega, \gamma)$ и $F(\omega, \gamma)$ определяются следующими соотношениями

$$A(\omega, \gamma) = K_0 W_{ym}(\gamma, \Gamma_1, \Gamma_2) \sqrt{[\operatorname{Re} f(\omega, \gamma)]^2 + [\operatorname{Im} f(\omega, \gamma)]^2}, \quad (2.6)$$

$$F(\omega, \gamma) = \arctg \left[\frac{\operatorname{Im} f(\omega, \gamma)}{\operatorname{Re} f(\omega, \gamma)} \right], \quad (2.7)$$

где $f(\omega, \gamma) = H_0^{(2)}(\gamma R_0) / (1 + i\omega \tau_s)$ - комплекснозначная функция частоты и волнового числа или, что то же самое - функция частоты, зависящая от механических параметров ферромагнитного металла и параметров входной электрической цепи преобразователя, который возбуждает упругие колебания.

На рис. 7 показаны результаты расчетов модуля комплексной частотной характеристики $K_{ym}(\omega)$, т. е. амплитудно-частотной характеристики $A(\omega, \gamma)$ ультразвукового тракта, которые выполнены по формуле (2.6) для различных расстояний $R_0 = mR_z$. Числа m проставлены возле соответствующих кривых в поле рисунка. Расчеты были выполнены для набора параметров, которые были использованы при построении кривых, представленных на рис. 5. Значения электрических параметров R_z и L_k указаны в поле рисунка. Обращает на себя внимание существенное, более чем на порядок, уменьшение максимальных значений амплитудно-частотных характеристик по сравнению с максимальными уровнями модуля проходного сопротивления $R_{ym}(\gamma)$ (рис. 7). Причиной тому

является реактивное сопротивление индуктора ωL_k , которое принимает существенные значения на частотах в сотни кГц. Действительно, если принять размер $R_2 = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, то при скорости распространения волны Рэлея $v_R = 3500 \text{ м/с}$ произведению $\gamma R_2 = 1$ соответствует циклическая частота $f = v_R / (2\pi R_2) = 159 \text{ кГц}$. Значению $\gamma R_2 = 4$, т. е. верхней границе частотного диапазона, в пределах которого существуют заметные уровни амплитудно-частотной характеристики ультразвукового тракта, соответствует циклическая частота $f = 637 \text{ кГц}$, что, кстати говоря, не так уже и много.

Дальнейшее увеличение верхней граничной частоты рабочего диапазона частот ультразвукового тракта требует уменьшения размера R_2 , т. е. наружного радиуса концентрической укладки витков провода в индукторе излучающего преобразователя. Но этот процесс ограничивается размерами поперечного сечения проводника электрического тока. Минимальный размер диаметра поперечного сечения проводника нельзя уменьшать бесконечно. Минимальная площадь поперечного сечения проводника ограничена максимально допустимой плотностью электрического тока. Из этих рассуждений следует вывод, что преобразователи электромагнитного типа с кольцевыми индукторами способны обеспечить возбуждение и прием поверхностных волн Рэлея в ферромагнитных металлах в диапазоне частот, который ограничен сверху частотами $(1,5 \div 2,5) \text{ МГц}$. При этом минимальная длина волны Рэлея $\lambda_R = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Реальные длины волн Рэлея $\lambda_R > 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. А этот показатель определяет минимальные размеры надежно определяемого дефекта на уровне $(2,0 \div 2,5) \text{ мм}$.

Очевидно, что построение более высокочастотных ультразвуковых

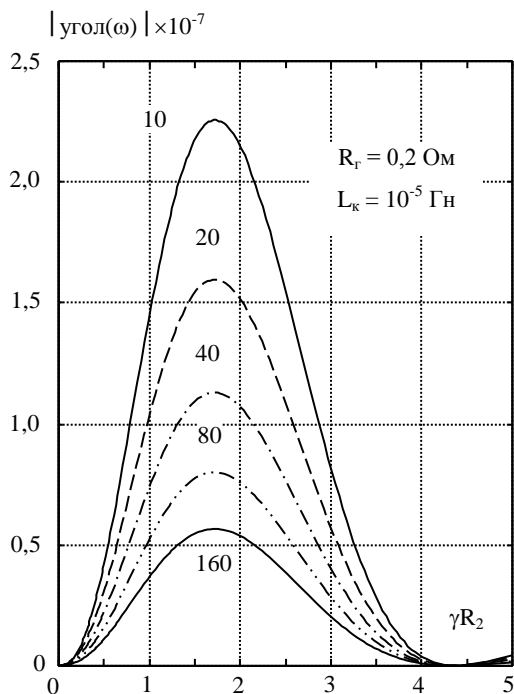


Рис. 7 – Частотно зависимое изменение амплитудно-частотной характеристики ультразвукового тракта при различных расстояниях между преобразователями

преобразователей электромагнитного типа с кольцевыми индукторами способны обеспечить возбуждение и прием поверхностных волн Рэлея в ферромагнитных металлах в диапазоне частот, который ограничен сверху частотами $(1,5 \div 2,5) \text{ МГц}$. При этом минимальная длина волны Рэлея $\lambda_R = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Реальные длины волн Рэлея $\lambda_R > 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. А этот показатель определяет минимальные размеры надежно определяемого дефекта на уровне $(2,0 \div 2,5) \text{ мм}$.

трактов с электромагнитным возбуждением и приемом поверхностных волн Рэлея возможно лишь при использовании индукторов типа токового меандра.

Рассмотрим отклик ультразвукового тракта на импульсный входной электрический сигнал.

В том случае, когда на электрический вход ультразвукового тракта подается импульсный электрический сигнал $U_0(t)$, который обладает комплексным частотным спектром $U_0(\omega) = S_0(\omega)e^{i\varphi_0(\omega)}$, где $S_0(\omega)$ - амплитудно-частотный $f_0(\omega)$ - фазо-частотный спектры комплексного частотного спектра $U_0(\omega)$, из выражения (2.5) следует, что

$$U_{\text{вых}}(\omega) = U_0(\omega)A(\omega, \gamma)e^{iF(\omega, \gamma)}, \quad (2.8)$$

где $U_{\text{вых}}(\omega)$ - комплексный частотный спектр сигнала на электрическом выходе ультразвукового тракта. Вычисляя обратное преобразование Фурье от левой и правой частей выражения (2.8), получаем соотношение для расчета формы импульсного сигнала на электрическом выходе ультразвукового тракта или отклик ультразвукового тракта на импульсное воздействие $U_0(t)$:

$$U_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A^*(\omega, \gamma)e^{i[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)]} d\omega, \quad (2.9)$$

где $A^*(\omega, \gamma) = S_0(\omega)A(\omega, \gamma)$ - амплитудно-частотный спектр импульсного отклика ультразвукового тракта; $\Psi(\omega, \gamma) = f_0(\omega) + F(\omega, \gamma)$ - фазо-частотный спектр.

Очевидно, что интеграл (2.9) можно представить в следующем виде

$$U_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} A^*(\omega, \gamma)\cos[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)] d\omega. \quad (2.10)$$

Естественно, что аналитическими методами определить значение интеграла (2.10) не представляется возможным. Вместе с тем, производительность и возможности современных персональных компьютеров позволяют достаточно просто организовать его определение численными методами. Причина для такого оптимистического утверждения (интеграл все таки имеет бесконечный верхний предел) вполне очевидна – функция $A(\omega, \gamma)$ принимает заметные значения в ограниченном диапазоне частот. Если верхнюю граничную частоту этого частотного диапазона обозначить символом Ω , то интеграл (2.10) можно с некоторой погрешностью аппроксимировать следующим выражением

$$U_{\text{вых}}(t) \approx \frac{1}{\pi} \int_0^{\Omega} A^*(\omega, \gamma)\cos[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)] d\omega. \quad (2.11)$$

Частотный интервал $0 \leq \omega \leq \Omega$ разобьем на N полос равной ширины $\Delta\omega = \Omega/N$. Критерием для выбора числа полос N , т. е. для выбора их ширины $\Delta\omega$, является малое отличие значений функции $A^*(\omega, \gamma)$ в середине полосы $\Delta\omega$

от значений этой же функции на краях полосы. Для гладких амплитудно-частотных характеристик $A(\omega, \gamma)$, типа тех, что показаны на рис. 7, количество полос разбиения N определяется, как правило, частотным спектром входного воздействия, т. е. поведением функции $S_0(\omega)$ на интервале частот $0 \leq \omega \leq \Omega$. Помимо этого, на число полос разбиения существенным образом влияет длительность временного интервала, в пределах которого предполагается расчет формы импульсного сигнала. Надо отдавать себе отчет в том, что разбивая интервал интегрирования на конечное, пусть даже очень большое, число полос, мы переходим от сплошного спектра, который соответствует одиночному импульсному сигналу, к линейчатому спектру, который уже описывает периодически повторяющуюся последовательность импульсных сигналов. При этом период повторения $T = 2\pi/\Delta\omega$. Ясно, что не содержащие артефактов расчеты можно выполнять только на интервале времени $0 \leq t < T$.

Второй сомножитель подынтегрального выражения (2.11) является быстро осциллирующей функцией (аргумент ωt может принимать сколь угодно большие значения при неограниченном возрастании времени t) и по этой причине, с целью уменьшения погрешности вычисления аргумента косинуса в пределах узкой n -ой полосы $\Delta\omega$, представим фазо-частотный спектр $\Psi(\omega, \gamma)$ выходного сигнала в виде ряда Тейлора в окрестности центральной частоты ω_{0n} этой полосы. Таким образом

$$\Psi(\omega, \gamma) \approx \Psi(\omega_{0n}, \gamma) + (\omega - \omega_{0n}) \left. \frac{\partial \Psi(\omega, \gamma)}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_{0n}} + \dots,$$

где $\partial \Psi(\omega, \gamma) / \partial \omega|_{\omega = \omega_{0n}} = \tau_g(\omega_{0n})$ - отрицательная величина, называемая в радиотехнике групповым временем задержки входного сигнала физической системой. При таком определении фазо-частотного спектра второй сомножитель в подынтегральном выражении (2.11) принимает следующий вид

$$\cos[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)] \approx \cos[\omega t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma) + (\omega - \omega_{0n})\tau_g(\omega_{0n})].$$

В аргумент косинуса в правой части последнего выражения добавим и вычтем величину $\omega_{0n}t$. При этом

$$\begin{aligned} \cos[\omega t + \Psi(\omega, \gamma)] &\approx \cos[(\omega - \omega_{0n})t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma) + (\omega - \omega_{0n})\tau_g(\omega_{0n}) + \omega_{0n}t] = \\ &= \cos\{(\omega - \omega_{0n})[t + \tau_g(\omega_{0n})]\} \cos[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)] - \\ &\quad - \sin\{(\omega - \omega_{0n})[t + \tau_g(\omega_{0n})]\} \sin[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)]. \quad (2.12) \end{aligned}$$

Подставляя выражение (2.12) в формулу (2.11) и заменяя интеграл суммой интегралов по узким частотным полосам $\Delta\omega$, с учетом того, что в пределах каждой из полос функция $A^*(\omega, \gamma) \cong A^*(\omega_{0n}, \gamma)$, запишем

$$U_{\text{вых}}(t) \approx \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^N A^*(\omega_{0n}, \gamma) \cos[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)] \int_{\omega_{0n} - \Delta\omega/2}^{\omega_{0n} + \Delta\omega/2} \cos\{(\omega - \omega_{0n})[t + \tau_g(\omega_{0n})]\} d\omega - \\ - \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^N A^*(\omega_{0n}, \gamma) \sin[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)] \int_{\omega_{0n} - \Delta\omega/2}^{\omega_{0n} + \Delta\omega/2} \sin\{(\omega - \omega_{0n})[t + \tau_g(\omega_{0n})]\} d\omega. \quad (2.13)$$

В интеграле (2.13) выполним замену переменной интегрирования, т. е. обозначим $\omega - \omega_{0n} = \xi$. Тогда пределы интегрирования по переменной ξ становятся равными $-\Delta\omega/2$ и $+\Delta\omega/2$. Второй интеграл в формуле (2.13) как интеграл от антисимметричной функции в симметричных пределах равен нулю, а первый интеграл

$$\int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} \cos k\xi d\xi = \frac{2 \sin(k \Delta\omega/2)}{k} \cdot \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega} = \Delta\omega \frac{\sin\{\Delta\omega/2 [t + \tau_g(\omega_{0n})]\}}{\{\Delta\omega/2 [t + \tau_g(\omega_{0n})]\}}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (2.13), получаем выражение для машинного расчета импульса разности электрических потенциалов на электрическом выходе ультразвукового тракта

$$U_{\text{вых}}(t) \approx \frac{\Delta\omega}{\pi} \sum_{n=1}^N A^*(\omega_{0n}) \frac{\sin\{\Delta\omega/2 [t + \tau_g(\omega_{0n})]\}}{\{\Delta\omega/2 [t + \tau_g(\omega_{0n})]\}} \cos[\omega_{0n}t + \Psi(\omega_{0n}, \gamma)]. \quad (2.14)$$

На рис. 8 показаны эпюры электрических импульсов на выходе ультразвукового тракта, рассчитанные по формуле (2.14). Параметры указаны в комментариях к рис. 7. Расстояние между центрами индукторов преобразователя $R_0 = 80R_2 = 280 \text{ мм}$. Расчеты были выполнены в предположении, что на электрическом входе ультразвукового тракта в момент времени $t = 0$ начинает действовать радиоимпульс, форма которого образована четырьмя периодами синусоиды с циклической частотой смены знака f_0 (числовые значения этой частоты проставлены возле соответствующих эпюр в поле рисунка) и с амплитудой $U_0 = 750 \text{ В}$. Амплитудно-частотная характеристика тракта, т. е. функция $A(\omega, \gamma)$, пересчитанная как функция циклической частоты f_0 , показана на врезке в рис. 8. По оси ординат на рис. 8 отсчитываются амплитудные значения импульсных сигналов. Масштаб для всех эпюр одинаков – он показан полужирной линией в поле рисунка. В данной серии расчетов абсолютные значения амплитуд не столь важны. Они могут измениться в десятки раз при изменении некоторых параметров ультразвукового тракта, которые перемножаются и их квадратичная величина определяет коэффициент передачи. Более показательны

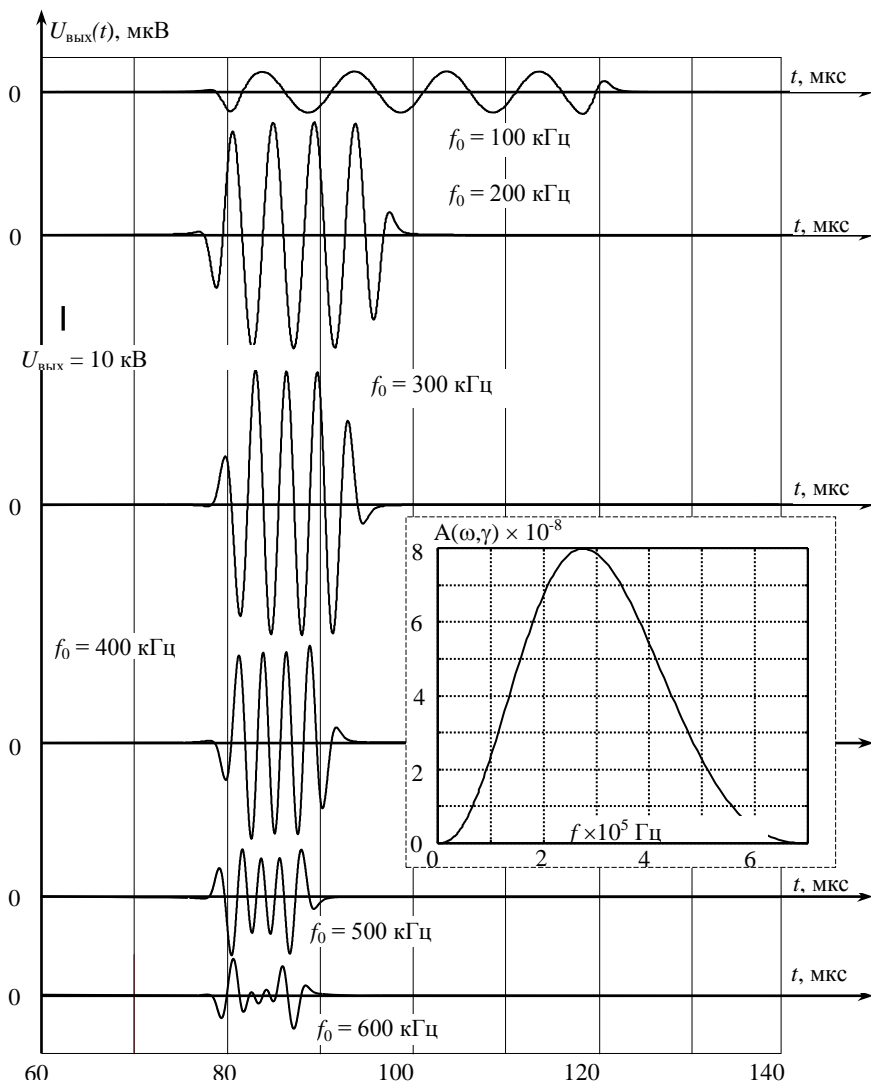


Рис. 8 – Эпюры электрических сигналов на выходе ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом волн Рэлея

относительные значения уровней импульсных сигналов при различных значениях циклической частоты заполнения f_0 . Отчетливо видно, что относительные уровни однозначно соответствуют амплитудно-частотной характеристике ультразвукового тракта на частоте заполнения f_0 . Таким образом, с помощью ра-

диоимпульса с изменяющейся частотой заполнения f_0 можно определить изменение амплитудно-частотной характеристики ультразвукового тракта в широком диапазоне частот. По осям ординат отложены метки времени в микросекундах начиная с момента $t_0 = R_0/v_R - 2 \cdot 10^{-5} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Отчетливо видно, что процесс регистрации (приема) проходящей ультразвуковой волны начинается задолго до прохождения её фронта через центр индуктора в составе приемника электромагнитного типа. Для показанных на рис. 8 эпюр это момент времени $t_{00} = R_0/v_R = 8 \cdot 10^{-5} \text{ с}$. Преобразователь электромагнитного типа начинает формировать заметные уровни разности электрических потенциалов от тех потоков рассеяния магнитного поля, которые генерируются ультразвуковой волной, фронт которой находится на расстоянии $(3 \div 4)R_2$ от индуктора регистрирующего преобразователя. Этому в рассматриваемой модельной ситуации соответствует временной интервал длительностью $(3 \div 4) \text{ мкс}$. К этому необходимо добавить еще одну микросекунду, которую волна Рэлея затрачивает на прохождение расстояния R_2 до центра индуктора. Таким образом, процесс регистрации длится не менее пяти микросекунд до момента прохода цилиндрического фронта волны Рэлея через центр индуктора. Ясное понимание этого факта, которое доставляется показанными на рис. 8 эпюрами импульсных сигналов, позволит более достоверно определять координаты места нахождения дефекта.

Выводы. Подводя итог всему изложенному выше, можно сформулировать следующие выводы.

1. Выполнен сравнительный анализ механизмов образования деформаций в ферромагнитных металлах при электромагнитном возбуждении поверхностных волн Рэлея и показано, что силы Лоренца (вихретоковый механизм) на три порядка меньше сил Джоуля (магнострикционный механизм) и, следовательно, их можно не учитывать при выполнении количественных оценок амплитудных значений возбуждаемых волн.

2. Впервые дана адекватная реальной ситуации количественная оценка амплитуд смещений материальных частиц во фронте радиально распространяющейся поверхностной волны Рэлея. Показано что амплитуда этих смещений не превышает десяти – пятнадцати нанометров.

3. Введено и физически обосновано новое в практике расчетов преобразователей электромагнитного типа понятие «волновая характеристика» индуктора (источника переменного магнитного поля). Дано объяснение экспериментально наблюдаемому факту влияния геометрических параметров индуктора на эффективность возбуждения ультразвуковых волн на заданной частоте. Доказано, что спектр электрического сигнала на входе излучателя ультразвуковых волн должен быть согласован с его геометрическими параметрами.

4. Впервые построена замкнутая математическая модель ультразвукового тракта с электромагнитным возбуждением и приемом радиально распространя-

ющихся волн Рэлея. Выполнены расчеты волновых, частотных и импульсных передаточных характеристик ультразвукового тракта.

5. Совокупность результатов настоящей статьи составляет теоретическую основу методик экспериментального исследования передаточных характеристик ультразвуковых трактов с электромагнитным возбуждением и приемом волн Рэлея, радиально распространяющихся в стальном металлопрокате.

Список литературы: 1. Тамм И. Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с. 2. Власов К. Б. Некоторые вопросы теории упругих ферромагнитных (магнитоstrictionных) сред // Изв. АН СССР. Сер. физическая. – 1957. – Т. 21. – № 8. – С. 1140–1148. 3. Горбашова А.Г., Петрищев О.Н., Сучков Г.М. Электромагнитное возбуждение радиально распространяющихся поверхностных волн Рэлея // Вестник НТУ «ХПИ». Харьков. – 2010. – Вып. 19. – С. 159–182. 4. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с. 5. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 832 с. 6. Грошев В. Я. Анализ влияния конструктивных параметров на чувствительность электромагнитно-акустических преобразователей / В. Я. Грошев // Дефектоскопия. – 1998. - №4. – С. 32–40.

Надійшла до редколегії 15.04.2013

УДК 534.13-8:534.232.082.744

Оценка механизмов ЭМА преобразования при излучении и приеме поверхностных волн / А.Г. Горбашова, О.Н. Петрищев, Г.М. Сучков, М.И. Романиук, С.В. Хащина, Е.Л. Ноздрачова // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 131–155. – Бібліогр.: 6 назв.

Виконано порівняльний аналіз механізмів утворення деформацій у ферромагнітних металах при електромагнітному збудженні поверхневих хвиль Релея і показано, що сили Лоренца можна не враховувати при виконанні кількісних оцінок амплітудних значень порушуваних хвиль. Дана адекватна реальній ситуації кількісна оцінка амплітуд зміщень матеріальних часток у фронті радіально розповсюджується поверхневої хвилі Релея. Введено і фізично обґрунтовано нове в практиці розрахунків перетворювачів електромагнітного типу поняття «хвильова характеристика» індуктора (джерела змінного магнітного поля). Дано пояснення експериментально спостережуваному фактом впливу геометричних параметрів індуктора на ефективність збудження ультразвукових хвиль на заданій частоті. Побудована замкнута математична модель ультразвукового тракту з електромагнітним збудженням і прийомом радіально поширюються хвиль Релея. Виконано розрахунки хвильових, частотних і імпульсних передавальних характеристик ультразвукового тракту.

Ключові слова: хвилі Релея, електромагнітні перетворювачі, ультразвукові хвилі, акустичний тракт, матеріальна модель

A comparative analysis of the mechanisms of deformation in ferromagnetic metals with electromagnetic excitation of Rayleigh waves and show that the Lorentz force can be ignored when performing quantitative estimates of peak values of the excited waves. Given adequate quantification of the actual situation amplitude displacement of material particles in the front radially extending surface Rayleigh wave. Permission and physically grounded in the practice of a new calculation of the electromagnetic transducer type concept "wave feature" coil (AC magnetic field). An explanation for the experimentally observed fact of the influence of geometrical parameters on the efficiency of the inductor excitation of ultrasonic waves at a given frequency. A closed mathematical model of ultrasonic path with electromagnetic excitation and reception of Rayleigh waves propagate radially. The calculations of the wave, frequency and pulse transmission characteristics of the ultrasonic path.

Keywords: Rayleigh waves, electromagnetic transducers, ultrasonic waves, the acoustic path, the mathematical model

Ю. Г. БЕЗИМЯНИЙ, д-р техн. наук, зав. від., ІПМ НАН України, Київ;
Г. А. БАГЛЮК, д-р техн. наук, заст. дир., ІПМ НАН України, Київ;
І. Г. ЄВКО, пошукач, асист., НТУ України «КПІ», Київ;
К. А. КОМАРОВ, наук. співр. ІПМ НАН України, Київ

ПОСТАДІЙНИЙ КОНТРОЛЬ РОЗПОДІЛУ ВЛАСТИВОСТЕЙ В ОБ'ЄМІ ЗАГОТОВОК З ПОРОШКОВОГО ЗАЛІЗА

В роботі на прикладі порошкового заліза експериментально показано, що за результатами вимірів швидкості поширення пружної хвилі може бути проведений поетапний контроль розподілу властивостей в об'ємі заготовок порошкового матеріалу, конфігурація яких змінюється після кожної стадії технологічного процесу.

Ключові слова: властивості матеріалу, швидкість поширення пружної хвилі, порошкове залізо, технологічний процес, акустичний хвилевід, променева акустика.

Вступ. Створення методами порошкової металургії нових матеріалів із спеціальними, наперед заданими властивостями потребує використання відповідних технологічних процесів, які включають в себе поетапне формування в напівфабрикаті виробу певної структури [1]. Для забезпечення можливості впливу на хід цього процесу необхідне знання реальних властивостей матеріалу після кожної стадії обробки, яке може бути отримане за допомогою ультразвукових та резистометричних методів неруйнівного контролю [2]. Швидкість поширення (ШП) пружної хвилі (ПХ) є акустичним відображенням фізико-механічних властивостей порошкового матеріалу [3].

Сучасні технології порошкової металургії [4] передбачають наявність неоднорідних деформацій на проміжних стадіях формування матеріалу. При цьому виникає зміна конфігурації напівфабрикату, його структурна неоднорідність і градієнт властивостей в об'ємі матеріалу [5]. Дослідження цих явищ потребує розробки відповідних методів неруйнівного контролю.

Аналіз останніх досліджень та літератури. ШППХ для дослідження властивостей порошкових матеріалів використовують майже спочатку існування порошкової металургії [6]. На сьогодні для досліджень властивостей порошкових матеріалів використовують три основних напрямки вимірювань ШППХ: імпульсні [7], резонансні [8] та спектральні методи [9]. У кожному з них виміри потребують наявності у досліджуваному зразку, принаймні, двох паралельних площин. Відомі [10] методи вимірів ШППХ у компактних матеріалах не можуть бути безпосередньо перенесені на порошкові матеріали у зв'язку з особливостями будови останніх [3].

Мета роботи. Обґрунтувати, розробити та експериментально перевірити акустичний метод неруйнівного контролю та методику для фіксування зміни

властивостей в об'ємі заготовок складної форми з порошкового матеріалу після різних стадій виготовлення.

Постановка проблеми. Виготовлені за традиційними технологіями зразки порошкового матеріалу мали, принаймні, дві площинно-паралельні поверхні. При наявності на стадії виготовлення інтенсивних зсувних деформацій напівфабрикат вже має не паралельні поверхні, розташовані одна відносно другої за певним законом. Властивості матеріалу теж розподілені в його об'ємі за певним законом, який може змінюватися від стадії до стадії. Виникає проблема постійного неруйнівного контролю розподілу властивостей в об'ємі матеріал

Матеріали досліджень. В роботі за результатами вимірів ШППХ проведено дослідження закономірностей розподілу властивостей в об'ємі заготовок з порошкового заліза після кожної з трьох стадій технологічного процесу.

На першій стадії було проведено холодне пресування та спікання вихідного порошку заліза (розміри частинок не перевищували 160 мкм) із додаванням 0,8 % графіту і отримані пористі циліндричні заготовки (рис. 1, *a*) двох типорозмірів: діаметром 30 мм і висотою 14 мм й 18,5 мм. По одній заготовці кожного типорозміру було залишено без подальших змін як свідки. Інші заготовки обробляли на подальших стадіях технологічного процесу.

На другій і третій стадіях для зменшення пористості ці заготовки зазнали холодного штампування з реалізацією інтенсивних зсувних деформацій у різних напрямках. При незмінному діаметрі висота зразків зменшувалася, а їхні поверхні перестали бути плоско-паралельними за рахунок появи посередині циліндричних заготовок симетричних пустот у вигляді усічених конусів (рис. 1, *б*). Після другої стадії заготовки мали висоту циліндра 16 мм й 20 мм, а після третьої стадії – 14 мм й 18 мм.

Після першої стадії ШППХ у заготовках вимірювали методом радіоімпульсу з дискретною затримкою [10] при наскрізному проходженні пружного імпульсу через відповідну область заготовки. Напрями прозвучування наведено на рис. 1, *a*. Структурна схема і результати вимірювань після першої стадії детально розглянуті в [11], а дослідження неоднорідності цих зразків – у [7]. Похибка визначення ШППХ для плоских паралельних площин заготовок не перевищувала 0,5 %.

Напрями прозвучування заготовок після другої та третьої стадії пресування наведено на рис. 1, *б*. Як видно з цього рисунку, ПХ проходить в зразку зони із площинно-паралельними (тт. 1 й 5) та конусними (тт. 2-4) поверхнями. У зоні, яка відповідає тт. 5 вимірювання ШППХ проводили за тою ж схемою, що й після першої стадії. В інших зонах використання цієї схеми прозвучування було неможливе з-за наявності похилих поверхонь (тт. 2-4) та (чи) обмеженого доступу (тт. 1-4). Для вимірювання ШППХ у цих зонах були розроблені оригінальний пристрій і відповідна методика прозвучування зразків з непаралельними поверхнями.

Схему прозвучування важкодоступних зон з непаралельними поверхнями показано на рис. 2. Відповідно до цієї схеми ПХ вводили в заготовку через кон-

дуктор 1 під кутом α від нормалі до поверхні зразка. При переході через поверхню поділу кондуктора 1 та зразка ПХ заломлювалася відповідно закону Снеліуса та поширювалася у зразку під кутом β від нормалі до поверхні зразка. На поверхні поділу зразка та кондуктора 2 ПХ знову заломлювалася відповідно закону Снеліуса, проходила через кондуктор 2 та потрапляла на приймальний п'єзодавач.

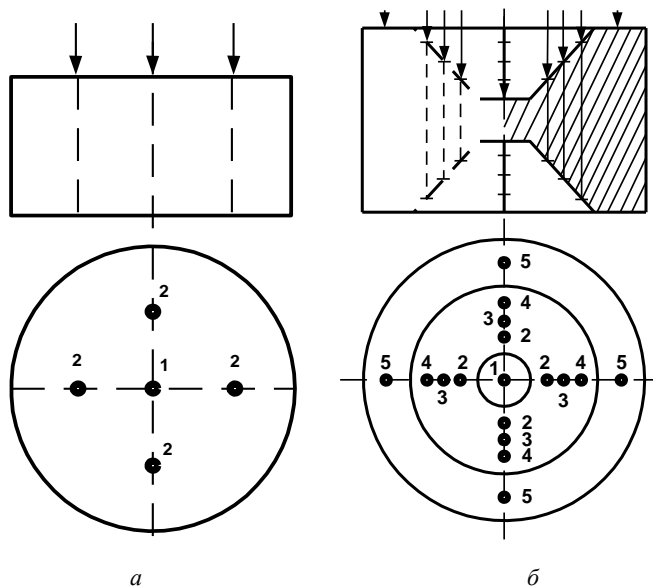


Рис. 1 – Зразки для досліджень та схема їх прозвучування: *а* – після першої, *б* – другої і третьої стадій.

Відпрацювання методики вимірів проводили на зразку з оргскла, у якого однакове для всього об'єму матеріалу значення ШППХ. Форма і розміри цього зразку були вибрані такі самі, як розміри зразків з порошкового заліза після другої стадії. Час поширення ПХ через всі складові акустично тракту фіксували за найпершою хвилею, яка потрапляла в приймальний п'єзодавач. Знання ШППХ в зразку дозволили експериментально визначити похибки, пов'язані з використанням кондукторів. Похибка визначення ШППХ для поверхонь усічених конусів не перевищувала 1,3 %.

Особливості поширення ПХ в акустичних трактах, де зразками є порошкове залізо та оргскло, досліджено шляхом моделювання. З акустичної точки зору кондуктор є хвилеводом. Шлях ПХ у зразку та кондукторах розраховували відповідно до променевого наближення за методикою [12]. Було побудоване акустичне поле тракту як суперпозиція окремих незалежних променів. Для цього

будували можливі промені поширення ПХ з кроком 1° . Шукали найбільш швидкий промінь, за яким в експерименті проводили вимірювання. Результати моделювання для зразків з оргскла (а) та порошкового заліза (б) показано на рис. 3 (виділено найбільш швидкий промінь) та у таблиці. Тут γ – кут падіння ПХ із зразка на кондуктор 2 (див. рис. 3), а t – час поширення ПХ у зразку висотою 16 мм. З даних таблиці видно, що для заготовки з порошкового заліза похибки вимірювань більші ніж розкид часу поширення променів.

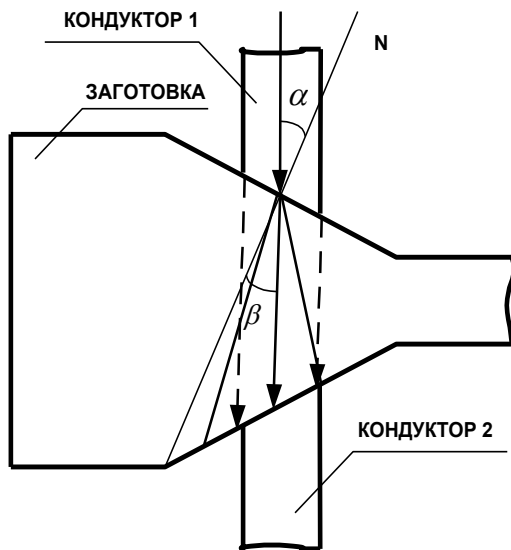


Рис. 2 – Схема проходження пружної хвилі крізь зразок з використанням кондукторів

Таблиця – Час поширення різних променів пружної хвилі у зразку

N, п/п	Порошкове залізо		Оргскло	
	γ , град.	t , мкс	γ , град.	t , мкс
1	26	5,342	21	7,209
2	27	5,339	22	7,253
3	28	5,337	23	7,347
4	29	5,335	24	7,448
5	30	5,331	25	7,631
6	31	5,330	26	7,934
7	32	5,331	-	-
8	33	5,332	-	-
9	34	5,333	-	-

Як видно з рис. 3 і таблиці променева картина для оргскла і порошкового заліза суттєво відрізняються. Це вказує на можливість удосконалення методики вимірів шляхом вибору матеріалу кондуктора узгодженого з матеріалом зразка.

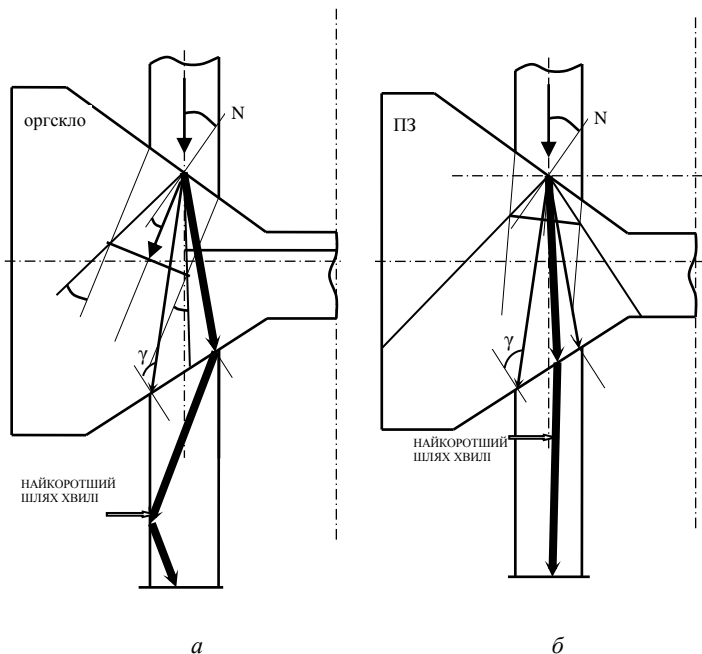


Рис. 3 – Проходження найкоротшого променя: а – в оргсклі; б – в порошковому залізі

Результати досліджень. Графіки зміни ШППХ після кожної стадії виготовлення напівфабрикатів з порошкового заліза як функція радіусу для зразків різного розміру наведено на рис. 4. З цих даних видно особливості розподілу властивостей у внутрішньому об'ємі зразків після кожної стадії і можна проводити співставлення абсолютного значення та розподілу цих властивостей на кожній стадії та між стадіями.

Аналіз отриманих результатів дозволяє сказати наступне:

- після першої стадії в заготовках спостерігалася значна неоднорідність структури в напрямках прозвучування 2, яку можна пояснити нерівномірністю температурного поля в печі, а також різницею розподілу різних фракцій частинок в об'ємі заготовки при спіканні та формуванні;
- після другої стадії радіальна неоднорідність структури заготовки, притаманна першій стадії повністю відсутня. Поверхні заготовок були досить чіткими практично без візуальних дефектів і характерної післядії для такого технологічного впливу в центрі заготовки в напрямі 1 (див. рис. 1, б). Для цієї стадії характер-

ний виражений спад швидкості пружної хвилі від центру для обох заготовок. Це засвідчує, що запропонована методика вимірів ШППХ чутлива до градієнтних змін властивостей в об'ємі заготовок;

– для третьої стадії характерне зменшення розмірів на 2 мм по висоті в порівнянні з другою стадією, що свідчить про ще більше ущільнення заготовок і підтверджується найбільшими значеннями ШППХ (див. рис. 4). Радіальна неоднорідність властивостей була відсутня. Але візуально після цієї стадії на центральних поверхнях, особливо в центрі усічених конусів заготовок були помітні досить значні тріщини та випуклість поверхні вгору та вниз в напрямі прозвучування 1 (див. рис. 1, б). Це можна пояснити характерною післядією для такого стадійного впливу та значним тиском пуансону. Звідси можна зробити висновок, що третій технологічний вплив привів до перепресування з частковим розривом утворених після другої стадії консолідаційних зв'язків між частинками порошкового заліза.

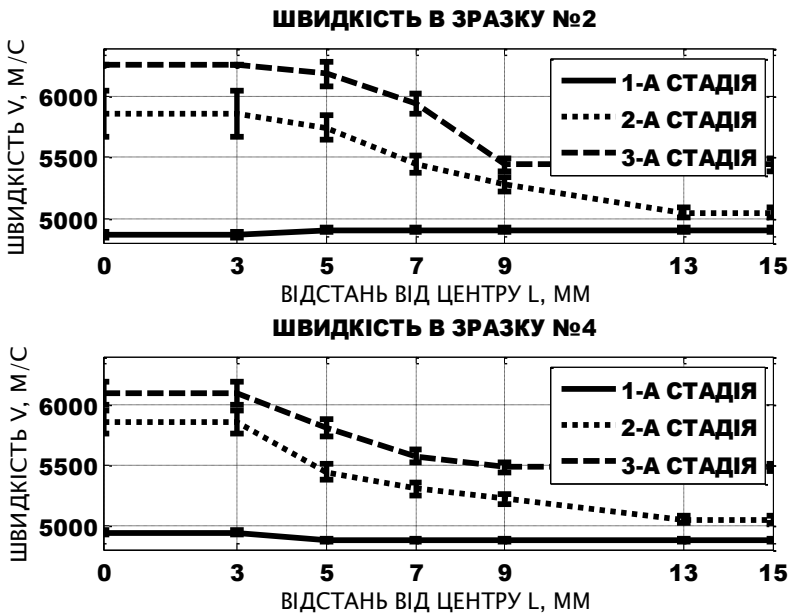


Рис. 4 – Розподіл величини швидкості поширення пружної хвилі в зразках після кожної з 3-х стадій

Висновки. На прикладі порошкового заліза експериментально показано, що за результатами вимірів швидкості поширення пружної хвилі може бути проведений постадійний контроль розподілу властивостей в об'ємі заготовок

порошкового матеріалу, конфігурація яких змінюється після кожної стадії технологічного процесу.

Подальший розвиток роботи пов'язаний з необхідністю вдосконалення методики за рахунок статистичної обробки результатів вимірювань та вдосконалення акустичного тракту з використанням кондукторів.

Список літератури: 1. *Бальшин М. Ю.* Научные основы порошковой металлургии и металлургии волокна. – М.: Металлургия, 1972. – 336с. 2. *Роман О. В.* Ультразвуковой и резистометрический контроль в порошковой металлургии / О. В. Роман, В. В. Скороход, Г. Р. Фридман – Мн.: Высш. шк., 1989. – 182с. 3. *Безьянный Ю.Г.* Возможности акустических методов при контроле структуры и физико-механических свойств пористых материалов // Порошковая металлургия. – 2001.– № 5/6. – С. 23-33. 4. *Сучасне матеріалознавство XXI сторіччя /* Відп. ред. І. К. Походня. - Київ: Наук. думка, 1998. С. 447-472. 5. *Баглюк Г. А.* Моделирование процесса уплотнения слоистых пористых заготовок // Порошковая металлургия. – 2007. – №5/6. – С.16-21. 6. *Бальшин М. Ю., Кипарисов С. С.* Основы порошковой металлургии. М.: Металлургия, 1978.– 184 с. 7. *Безьянный Ю. Г* Контроль неоднородности свойств порошковых материалов по результатам акустических измерений / *Ю. Г. Безьянный, Г. А. Богдан, И. Г. Евко, Н. А. Иванюк, Е. А. Козирацкий* // Вестник Национального технич. университета "ХПИ". Сб.науч. трудов. Тематический выпуск "Электроэнергетика и преобразовательная техника". – Харьков: НТУ «ХПИ» – № 19. – 2011. –С.204-211. 8. *Луговской Ю. Ф.* Вибродеформационные свойства конструкционных, композиционных и высокопористых спеченных материалов // Порошковая металлургия. – 2006. – №7/8. – С.87-98. 9. *Vdovychenko O.* Effect of microstructure on Young's modulus of extruded Al-SiC composites studied by resonant ultrasound spectroscopy / *O. Vdovychenko, V. Voropaev, A. Slipenyuk* // Journal of Materials Science – 2006. – V.41 - N24 - P. 8329-8338. 10. *Незрушаючий контроль і діагностика: Справочник /* Под ред. В. В. Ключева. – М.: Машиностроение, 2003. – 656 с. 11. *Безьянный Ю. Г.* Акустический контроль состояния порошкового материала в процессе его изготовления / *Ю. Г. Безьянный, Г. А. Баглюк, И. Г. Евко, А. И. Хоменко, А. Н. Колесников* // Акустичний симпозиум «Консонанс-2009». Зб. наук. праць. – Київ. – 2009. – С. 55-60. 12. *Ультразвуковой контроль материалов: [Справ. изд.] /* *Й. Крауткремер, Г. Крауткремер;* Пер. с нем. – М.: Металлургия, 1991. 752 с.

Надійшла в редакцію 15.04.2013

УДК 620.179.16

Постадійний контроль розподілу властивостей в об'ємі заготовок з порошкового заліза / Ю.Г. Безьянный, Г.А. Баглюк, І.Г. Євко, К.А. Комаров // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 156–162. – Бібліогр.: 12 назв.

В работе на примере порошкового железа экспериментально показано, что по результатам измерений скорости распространения упругой волны может быть проведен постадийный контроль распределения свойств в объёме заготовок порошкового материала, конфигурация которых изменяется после каждой стадии технологического процесса.

Ключевые слова: свойства материала, скорость распространения упругой волны, порошковое железо, технологический процесс, акустический волновод, лучевая акустика.

It has been shown experimentally by the example of powder iron that the results of elastic wave velocity measurements allow the stage-by-stage control over the property distribution through the volume of a powder material bar. Configuration of these bars changes after every stage of technological process.

Keywords: material properties, elastic wave velocity, powder iron, technological process, acoustic waveguide, ray acoustics.

О. В. ДЕСЯТНІЧЕНКО, інженер, НТУ «ХП»;
Г. М. СУЧКОВ, д-р тех. наук, проф., НТУ «ХП»;
К. О. РЕКАЛО, студент НТУ «ХП»

ПРИЙМАЮЧИЙ АНАЛОГОВИЙ ТРАКТ ЗІ СМУГОВОЮ ХАРАКТЕРИСТИКОЮ ДЛЯ ЗАСОБУ НЕРУЙНІВНОГО КОНТРОЛЮ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ПРИЛАДУ

Розглянуті принципи побудови блоку аналогового тракту. Наведені основні етапи проектування: вибір схеми, розрахунки, моделювання, виготовлення та випробовування. Встановлена ефективність доцільність використання розробленого блоку.

Ключові слова: аналоговий тракт, операційний підсилювач, фільтр з смуговою характеристикою, розрахунок, моделювання, випробовування.

Вступ. Рівень промислового розвитку передових країн світу характеризується не тільки об'ємом виробництва та асортиментом випущеної продукції, але і показниками її якості. Тому одна з найважливіших задач у промисловості – це постійне покращення якості випущеної продукції. В теперішній час широко застосовується електромагнітно-акустична товщинометрія та дефектоскопія для контролю металовиробів [1]. Але на фоні високого попиту на пристрої неруйнівного контролю, відчувається брак таких приладів вітчизняного виробництва [2].

Основною метою цієї роботи є ознайомлення читача з основними засадами розробки приймаючого аналогового тракту для використання у задачах неруйнної товщинометрії та дефектоскопії. Автори показали повний процес розробки такого блоку, починаючи з вибору типу схеми, розрахунку її параметрів, проведення моделювання розрахункових даних, та створення робочого макету розробленої схеми та його випробовування. Автори сподіваються, що наведений матеріал стане у пригоді молодому розробнику приладів неруйнівного контролю, або інших пристроїв, під час розробки яких постають схожі задачі.

Основна частина. У електричних, радіотехнічних і телемеханічних установках часто вирішується завдання: з сукупного сигналу, що займає широку смугу частот, виділити один або декілька складових сигналів з вузькою смугою. Сигнали заданої смуги виділяють за допомогою частотних електричних фільтрів [3].

До частотних електричних фільтрів різної апаратури пред'являються різні, іноді суперечливі вимоги. У одній області частот, яка називається смугою пропускання, сигнали не повинні ослаблятися, а в іншій, що називається смугою затримання, послаблення сигналів не має бути менше певного значення. Фільтр вважають ідеальним, якщо в смузі пропускання відсутнє послаблення сигналів і

фазочастотна характеристика лінійна (немає спотворення форми сигналів), а поза смугою пропускання сигнали на виході фільтру відсутні.

Залежно від діапазону частот, що відносяться до смуги пропускання, розрізняють низькочастотні, високочастотні, смугові, смугово-пригнічуючі, виборчі (селективні) і такі, що загороджують (режекторні) фільтри. Властивості лінійних фільтрів можуть бути описані передатною функцією, яка дорівнює відношенню зображень по Лапласу вихідного і вхідного сигналів фільтру.

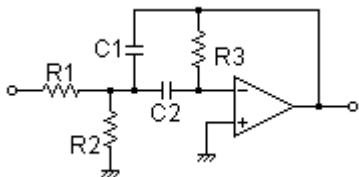


Рис. 1 – Схема смугового активного фільтра

Виходячи з того, що в задачах товщинометрії та дефектоскопії робоча частота корисного сигналу в основному лежить у діапазоні від 0.5 до 3 МГц, а завади рівномірно розподілені на частотах, як нижчі або вищі цього діапазону, виберемо для реалізації смуговий активний фільтр, який буде підсилювати тільки корисний сигнал.

Смуговий фільтр другого порядку можна реалізувати на основі схеми інвертуючого підсилювача з багаторазовим зворотним смугово-пропускаючим зв'язком, як це показано на рис. 1.

Передатна функція фільтру має вигляд:

$$\frac{V_{out(s)}}{V_{in(s)}} = \frac{2\zeta(2\pi f_0)K_s}{s^2 + 2\zeta(2\pi f_0)s + (2\pi f_0)^2} \quad (1)$$

Центральна частота такого фільтру може бути обчислена з наступного виразу:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{R_3 C_1 C_2} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)} \quad (2)$$

Добротність фільтру розраховується як:

$$Q = \frac{1}{2\zeta} \quad (3)$$

Коефіцієнт підсилення К можна обчислити як:

$$K = \frac{R_3}{R_1} \frac{C_2}{C_1 + C_2} \quad (4)$$

З (2) отримаємо вираз для визначення номіналу R2:

$$R_2 = \frac{R_1}{R_3 C_1 C_2 R_1 \cdot (f_0 \cdot 2\pi)^2 - 1} \quad (5)$$

Єдиний недолік схеми полягає в тому, що такі параметри, як коефіцієнт посилення на центральній частоті K_p і добротність Q не є незалежними один від

одного, що незначно ускладнює розрахунки, але в нашому випадку це не є великою проблемою, адже розрахунок буде проводитися лише один раз, для конкретної схеми.

Розрахунок параметрів схеми. В схемі фільтру з багаторазовим зворотним

смугово-пропускаючим зв'язком, резистор зворотного зв'язку R3 є навантаженням для операційного підсилювача, від його номіналу залежить стабільність роботи усієї схеми. Його опір потрібно обирати згідно рекомендацій виробника. Для розрахунків приймемо $R_3=10$ кОм. Резистори R1 і R2 утворюють дільник. Приймемо $R_1=500$ Ом. З виразу (4), та враховуючи необхідний коефіцієнт підсилення, розрахуємо номінал конденсаторів C1 та C2 складе 180пФ. З виразу (5) обчислимо номінал резистора R2 для частот 500 кГц, 1 МГц, 2 МГц, 3МГц:

$$F_1 = 500000 \text{ Гц}; R_2^1 = 834.8975 \text{ Ом}$$

$$F_2 = 1000000 \text{ Гц}; R_2^2 = 92.6698 \text{ Ом}$$

$$F_3 = 2000000 \text{ Гц}; R_2^3 = 20.3401 \text{ Ом}$$

$$F_4 = 3000000 \text{ Гц}; R_2^4 = 8,8402 \text{ Ом}$$

На рис. 2 показані чотири принципіальні схеми з розрахунковими номіналами, для кожної з частот відповідно.

Моделювання роботи схеми. Для перевірки проведених розрахунків проведемо моделювання схеми, для якого використаємо пакет micro-cap [4]. Цей пакет розроблений фірмою Spectrum Software. Програма має зручний,

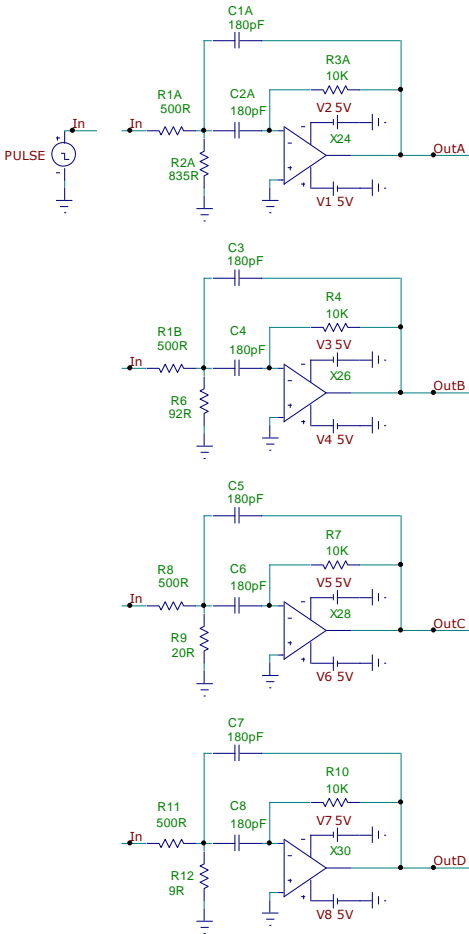


Рис. 2 – Робочі схеми для моделювання

дружній інтерфейс і досить скромні вимоги до програмно-апаратних засобів комп'ютера, але при цьому надає великі можливості, дозволяючи аналізувати як аналогові, так і цифрові пристрої. Можливо також і змішане моделювання аналого-цифрових електронних пристроїв. Дослідні користувачі пакету можуть також в нестандартній ситуації створювати власні макромоделі, що полегшують імітаційне моделювання без втрати істотної інформації про поведінку системи. Повна сумісність з spice-моделями і spice-схемами і розвинені можливості кон-

вертації дозволяє користувачеві Micro-cap успішно користуватися всіма розробками, призначеними для DESIGNLAB і ORCAD, а отримані навички моделювання дозволять у разі потреби набагато швидше освоювати складніші професійні пакети моделювання.

Робочі схеми для моделювання наведена рис.2. Моделювання роботи проводилося для частот 0.5 МГц (рис.3), 1 МГц (рис.4), 2 МГц (рис.5) та 3 МГц (рис.6).

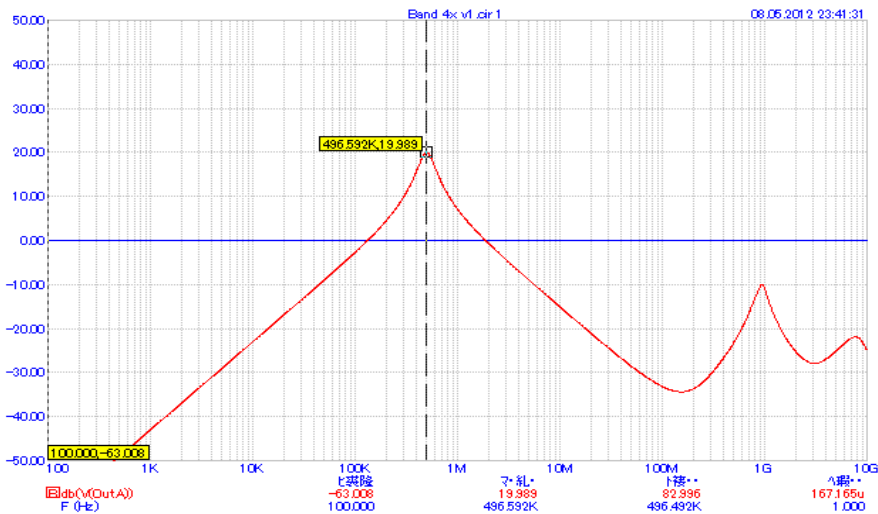


Рис. 3 - Результати моделювання фільтра на мікросхемі THS4304 налаштованого на частоту 500КГц

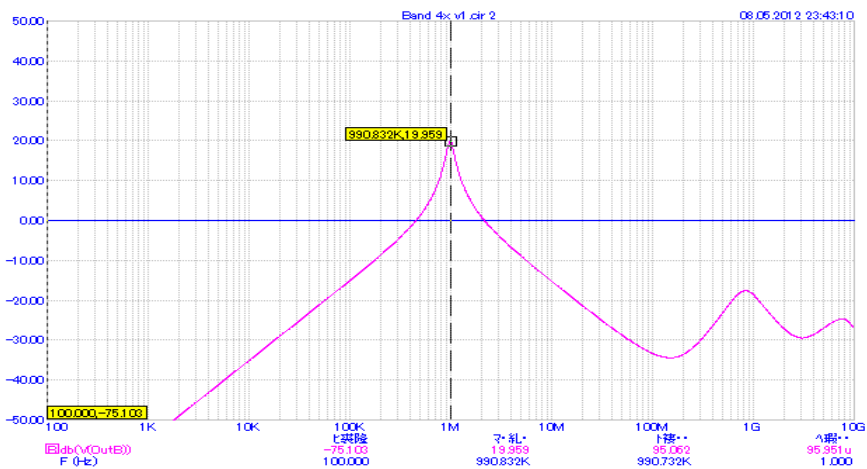


Рис. 4 – Результати моделювання фільтра на мікросхемі налаштованого на частоту 1МГц

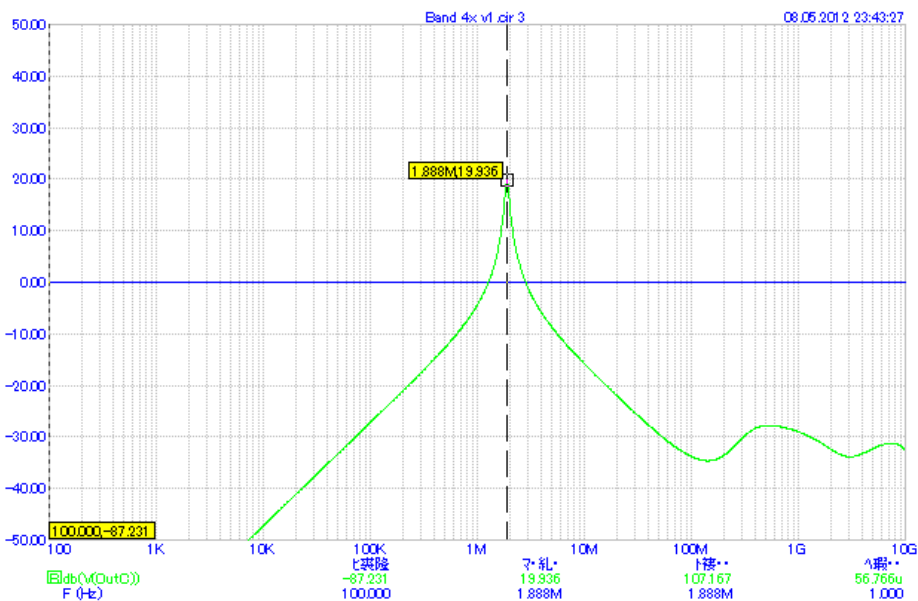


Рис. 5 – Результати моделювання фільтра на мікросхемі налаштованого на частоту 2МГц

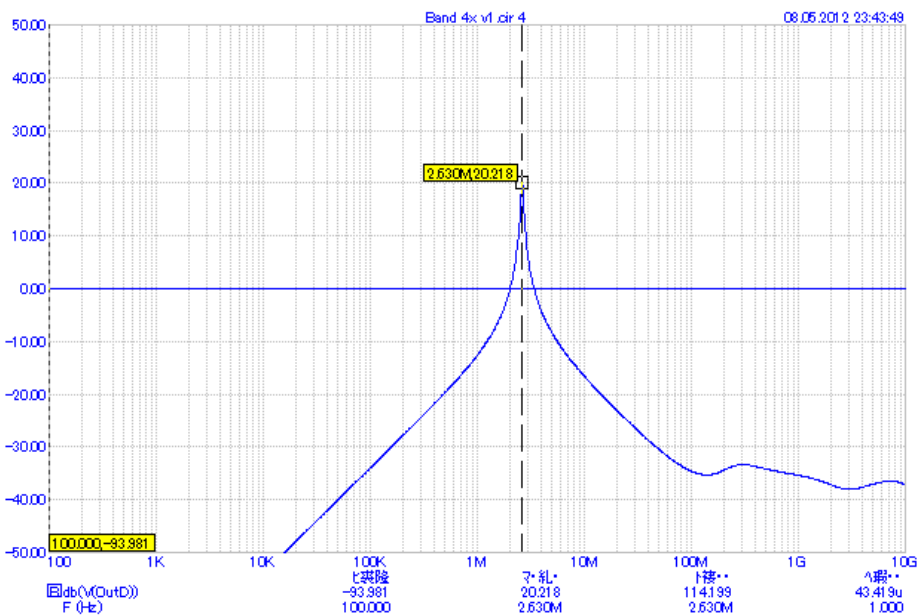


Рис. 6 – Результати моделювання фільтра на мікросхемі налаштованого на частоту 3МГц

З результатів моделювання можна зробити висновок про відповідність виконаних розрахунків заданим даним.

Визначення впливу граничної смуги операційного підсилювача на параметри схеми. Висока гранична полоса операційного підсилювача впливає на його вартість. Визначимо вплив цього параметру з метою зниження вартості шляхом використання більш дешевих аналогів.

Для порівняння використовувалися наступні мікросхеми:

- ОРА656 з граничною частотою підсилення 500 МГц;
- ТНС4061 з граничною частотою підсилення 180 МГц;
- ОРА656 з граничною частотою підсилення 70 МГц.

На рис.7 наведено порівняльний аналіз мікросхем ТНС4304 (пунктиром) та ОРА656 (чорним кольором). Як видно з рисунку робота мікросхем майже не відрізняється, а отже можна рекомендувати повну заміну для зменшення вартості пристрою.

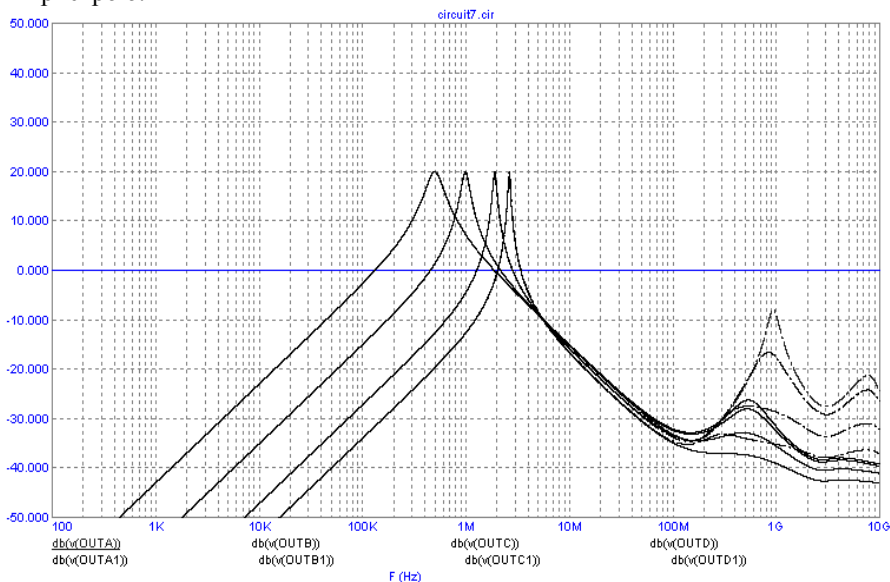


Рис. 7 - Порівняльний аналіз фільтру зі схемою на ОРА656 і ТНС4304

На рис.8 наведено порівняльний аналіз мікросхем ТНС4304 (пунктиром) та ТНС4061 (чорним кольором). Використання цієї мікросхеми дозволяє зберегти рівень коефіцієнт підсилення, але впливає на значення частоти, яке буде значно відрізнятися від розрахункового.

На рис. 9 наведено порівняльний аналіз мікросхем ТНС4304 (пунктиром) та ТНС4051 (чорним кольором). Результати подібні до порівняння з ТНС4061, але реальне значення центральної частоти ще більше відрізняється від розрахунко-

вого. Виходячи з цих результатів можна рекомендувати останні дві мікросхеми лише у разі великих вимог до вартості приладу.

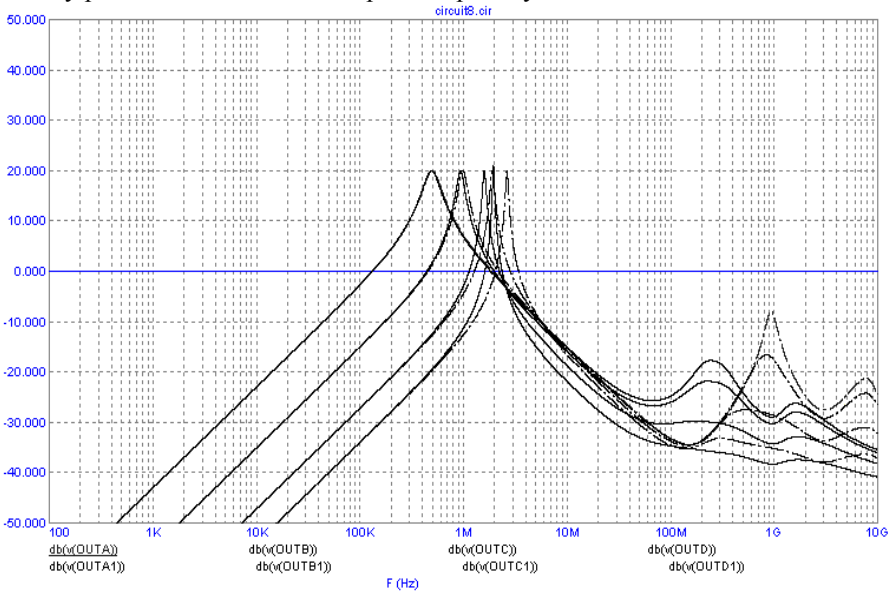


Рис. 8 - Порівняльний аналіз фільтра зі схемою на THS4061 і THS4304

В деяких приладах необхідні високі вимоги до коефіцієнту підсилення у кожному каскаді. Порівняємо одну і ту саму конфігурацію з різними коефіцієнтами підсилення. На рис. 10 показана АЧХ для коефіцієнтів підсилення 20 дБ (пунктиром) та 40 дБ (чорним). Як видно з рисунку зі збільшенням коефіцієнта підсилення значно зменшується діапазон перестройки фільтра, а частота зміщується в область високих частот.

Оцінювання достовірності моделювання. Як відомо, результати моделювання можуть значно відрізнятися від реальних. Щоб впевнитись в їх достовірності проведемо моделювання за допомогою іншого пакету. Для перевірки використовуємо пакет Multisim [5].

Multisim є дуже потужною програмою у сфері моделювання та розрахунку електричних (електронних) схем пристроїв на цифрових і аналогових компонентах. У ній міститься великий набір інструментарію і бібліотек елементів для роботи. Це віртуальні тестери, генератори, осцилографи, готові моделі електротехнічних деталей і т.д. Програмне забезпечення повністю сумісний з програмами САД і РСВ-дизайну. Основними особливостями даної програми, є можливість використання контрольно-вимірювальних приладів, які за своїм виглядом і внутрішнім характеристикам наближені до їх реально існуючим аналогам. Multisim 10 (electronics workbench) досить проста у вивченні і практична в роботі.

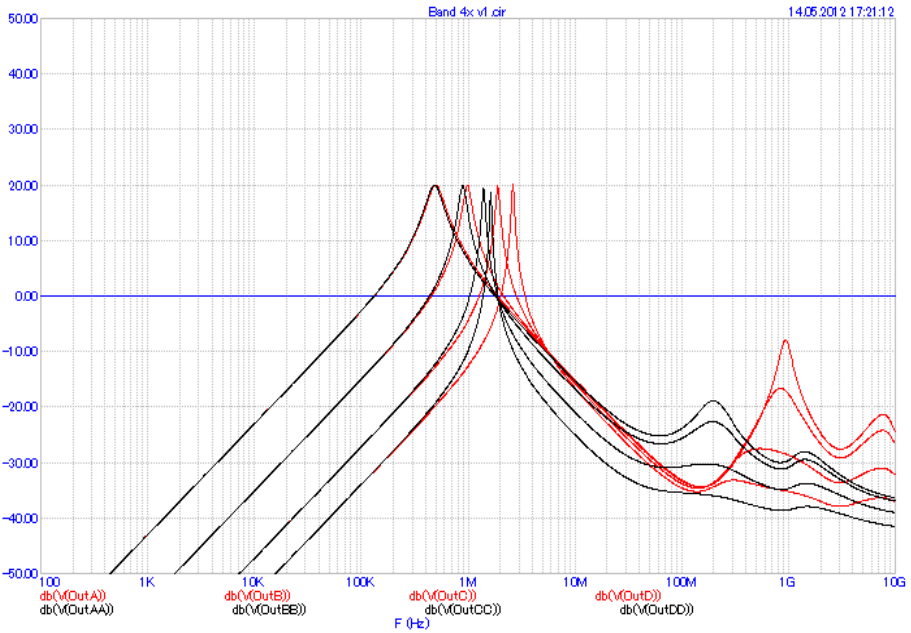


Рис. 9 - Порівняльний аналіз зі схемою на THS4051

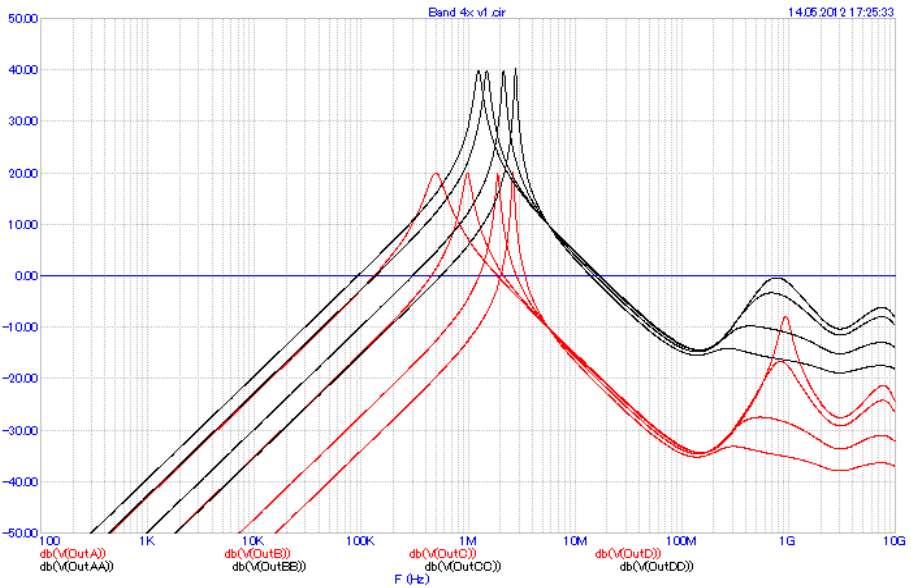


Рис. 10 - АЧХ для коефіцієнтів підсилення 20 дБ та 40 дБ

На рис.11 наведено результати моделювання.

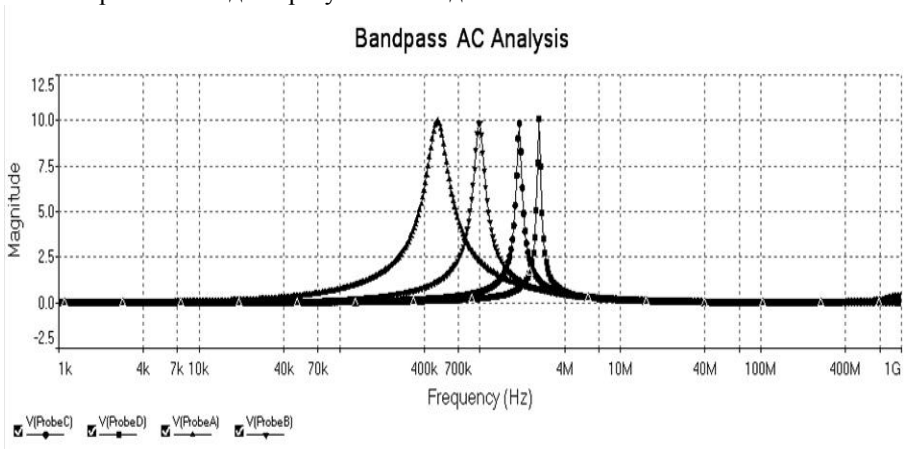


Рис. 11 - Результати моделювання

Результати моделювання збігаються з результатами отриманими завдяки пакету мікро-сар, з чого можна зробити висновок про досить високу достовірність отриманих даних, що підтверджують працездатність розробляемої схеми.

Створення макету підсилювача. Для розробки топології друкованої плати буде використаний редактор друкованих плат Altium Designer [6], який містить потужні засоби інтерактивного розміщення компонентів і трасування провідників, які спільно з інтуїтивною і повністю візуалізованою системою установки правил проектування максимально спрощують процес розробки. Інструменти трасування враховують всі вимоги, що пред'являються сучасними технологіями розробок, наприклад, при трасуванні диференціальних пар або високочастотних ділянок плат. До складу програми входить автоматичний трасувальщик Situs, в якому використовуються найбільш прогресивні алгоритми трасування друкованих провідників. Принциповою відмінністю останньої версії Altium Designer є підтримка двобічної роботи з механічними деталями та моделями компонентів у форматі STEP, які можуть бути імпортовані / експортовані з механічних САПР. Робота над всіма частинами проекту ведеться в єдиній керуючій оболонці Design Explorer, що дозволяє розробнику контролювати цілісність проекту на всіх етапах проектування. Таким чином, зміни, внесені на якому етапі розробки, автоматично передаються на всі пов'язані стадії проекту. На додаток, Altium Designer має широкі можливості імпорту та експорту сторонніх систем проектування і підтримує практично всі стандартні формати вихідних файлів (Gerber, ODB ++, DXF і т. д.). Повністю підтримуються всі напрацювання у вигляді схем, плат і бібліотек, розроблені в останніх версіях P-CAD. Розробленої друкованої плати та розташування елементів приведено на рис.12. Програма дозволяє створювати 3-и вимірне представлення плати, яке приведено на рис.13.

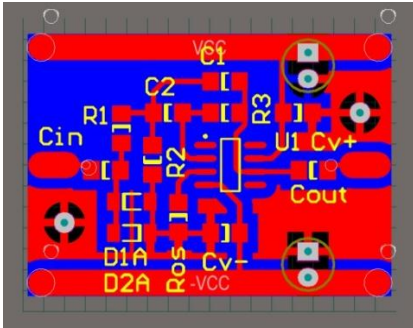


Рис. 12 – Друкована плата

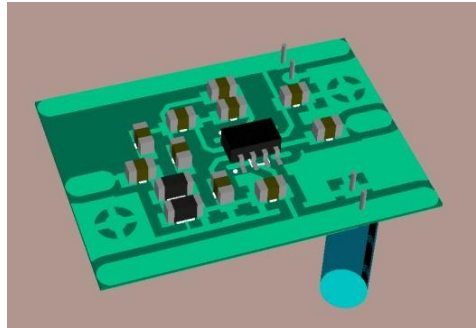


Рис. 13 – 3-и вимірна модель плати підсилювача

Плата виготовлялась на базі лабораторії кафедри ПМНК з використанням переносу зображення роздрукованого на лазерному принтері на плату. Травлення проводилося у хлорному залізі. Зовнішній вигляд зібраного підсилювача наведено на рис.14. Для зниження рівня шумів, що виникають через зовнішні завади, підсилювач було встановлено у металевий корпус (рис. 15).

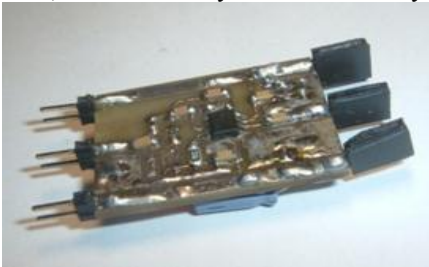


Рис. 14 – Зібраний смуговий підсилювач



Рис. 15 – Смуговий активний фільтр в металевому корпусі

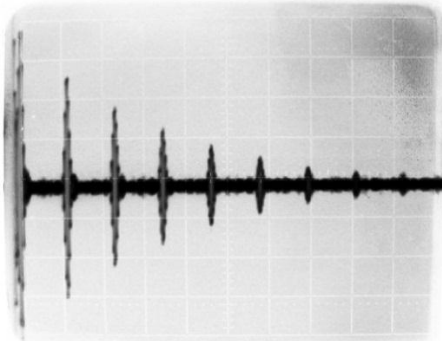


Рис. 16 – Сигнал, отриманий під час вимірювання

Випробування. Для того, щоб перевірити працездатність макету, його було під'єднано до генератору Г4-153, з якого на підсилювач подавався сигнал, та осцилографу С1-65 на якому проводився контроль вихідного сигналу. АЧХ реального підсилювача майже не відрізнялася від отриманої при моделюванні, з чого можна зробити висновок про коректність розробки макету. Для тестування підсилювача у реальних умовах, його було

встановлено в макет електромагнітно-акустичного товщиноміру [7] і було проведено ряд вимірювань. Досліди показали, що використання нового підсилювача дозволяє підвищити співвідношення сигнал/шум у декілька разів, у порівнянні з попереднім. Сигнал, отриманий під час вимірювання показаний на рис. 16. Вимірювання проводилося на взірці товщиною 40мм, зазор між взірцем та перетворювачем становив бмм. Поверхня взірця не оброблялася, і була уражена корозією.

Висновок. Розглянуті основні рішення для побудови аналогових фільтрів, описані переваги та їх недоліки. Обрано варіант смугового фільтру для реалізації. Проведено розрахунок параметрів схеми для різних значень центральної частоти. Проведено моделювання схеми, побудовані графіки АЧХ. Проведено порівняльний аналіз у разі використання операційних підсилювачів з різною граничною смугою пропускання. Дані рекомендації використовувати підсилювач з смугою не нижче 500 МГц. Результати моделювання були перевірені на програмі від іншого виробника. Створено робочий макет схеми та перевірена його працездатність. Для макету була розроблена та виготовлена друкована плата на базі лабораторії кафедри ПМНК. Результати роботи показали доцільність використання такої схеми.

Список літератури: 1. Неразрушающий контроль: Справочник: В 7 т. Под общ. ред. В.В. Клюева. Т.3: Ультразвуковой контроль / В.В. Клюев, И.Н. Ермолов, Ю.В. Ланге. – М.: Машиностроение, 2004. – 864 с. 2. Сучков Г.М. ЕМА товщинометрия. (Обзор) / Сучков Г.М., Петрищев О.М., Десятниченко А.В. и др. // Вісник НТУ «ХПІ». – 2010. – Вип. 12. – С. 110–121. 3. Мошниц Г. Проектирование активных фильтров: Пер. с англ. / Мошниц Г., Хорн П. // М.: Мир, 1984 – 318с. 4. Амелина М. А. Программа схемотехнического моделирования Micro-Cap 8 / Амелина М. А., Амелин С. А. // Горячая линия-Телеком - 464с. 5. Хернтер М.Е. Multisim 7: Современная система компьютерного моделирования и анализа схем электронных устройств. / Хернтер М.Е. // ДМК. 2006 – 488 с. 6. Сабунин А.Е. Altium Designer. Новые решения в проектировании электронных устройств. / Сабунин А.Е. / Солонпрес. 2009 - 432 с. 7. Сучков Г.М. Макет електромагнітно-акустичного товщиноміру / Г.М.Сучков, А.В.Десятниченко // Приладобудування 2010: стан і перспективи: ІХ міжнар. наук.-техн. конф. , 27–28 квітня 2010 р. : тези доп. – К.: НТУУ «КПІ», 2010. – С. 211–212.

Надійшла до редколегії 16.05.2013

УДК 620.179.14

Приймаючий аналоговий тракт зі смуговою характеристикою для засобу неруйнівного контролю ультразвукового приладу / О. В. Десятниченко, Г. М. Сучков, К. О. Рекало // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 163–173. – Бібліогр.: 7 назв.

Рассмотрены принципы построения блока аналогового тракта. Даны основные этапы проектирования: выбор схемы, расчеты, моделирование, изготовление и испытания. Сделаны выводы про целесообразность использования разработанного блока.

Ключевые слова: аналоговый тракт, операционный усилитель, фильтр с полосовой характеристикой, расчет, моделирование, испытания.

The principles of the construction unit of the analog section have been given. There are main stages of the design: the choice schemes, calculations, modeling, fabrication and testing. Conclusions are drawn about the usefulness of the developed unit.

Keywords: analog tract, amplifier with a band-pass filter characteristic, calculation, modeling, testing.

В. Р. НАЗАРЕНКО, канд. техн. наук, Киев

БУЛАТ И СТАЛЬ БУЛАТНОГО ТИПА - ПЕРВЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА

В статье описан раскрывший свои тайны материал – булатная сталь, первый материал, подвергавшийся неразрушающему контролю качества. Показано, что булатная сталь, выплавленная по технологии автора, имеет высокие механические и прочностные свойства и не уступает легированным сталям. Приведены данные, характеризующие промышленные плавки булата, описаны его основные свойства.

Ключевые слова: булатная сталь, легированная сталь, узорчатая поверхность, износостойкость, температураковки.

Посвящаю коллегам по ХПИ и 60-летию окончания этого ВУЗа

Среди многочисленных памятников материальной культуры особый интерес представляют изделия, изготовленные из булатной стали, которые в свое время были наиболее качественной продукцией древней металлургии.

Ни об одном производстве в истории человечества не было сложено столько мифов, легенд, баллад, поверий, сказаний и преданий, как о производстве булатных клинков. Каких только мифов не было придумано. Это и передача по наследству в узком кругу знаний по изготовлению и обработке металла. Это и способ закалки раскаленного клинка в печени специально подготовленного раба (что впоследствии привело к азотированию стали). Это и скачки на лошади с интенсивным вращением еще горячего клинка. Это и отковка клинка в лунную ночь. Это и закалка в кузне исключительно ночью с зашторенными окнами. И легендам этим нет счета...

Считалось, что лучший булатный клинок должен обладать следующими качествами: узор его должен быть крупный сетчатый или коленчатый, белый, отчетливо выделяющийся на черном (темном) фоне, с золотистым отливом; клинок должен был издавать чистый и долгий звук; гнуться в дугу и распрямляться после этого в струнку; рубить гвозди и перерезать тонкие сорта ткани под их собственным весом.

Булатная сталь отличалась красивой отделкой поверхности: на темном фоне видны более светлые волнистые линии. Считалось, чем более волнистый и густой узор имеет сталь, и чем темнее фон, на котором этот узор выступает, тем выше качество металла. Рисунок никогда не повторялся, узор на поверхности металла как будто образован сплетением волокон стали с разным содержанием углерода (рис. 1). Так описывал булат выдающийся исследователь и историк А.К. Антейн [1, с. 7].

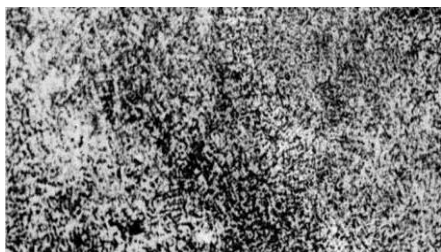
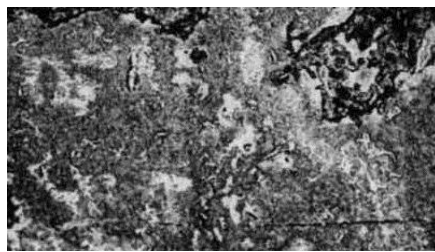
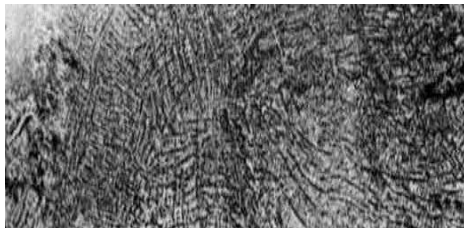
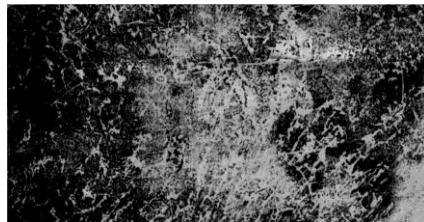
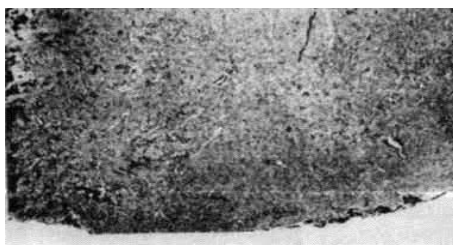
*a**б**в**г**д**е**ж**з*

Рис. 1 – Макроструктура и узорчатость булатной стали:

a – булат с волнистым узором 1,23 % С, поковка, 10^х; *б* – булат с цветочным узором 1,91 % С, поковка, 10^х; *в* – булат с коленчатым узором. 3,1 % С, поковка, 4^х; *г* – булат с сетчатым узором 2,07 % С, поковка, 10^х; *д* – булат с полосатым узором 1,07 % С, поковка, 4^х; *е* – булат с полосатым узором. 2,27 % С, прокат 1 : 1; *ж* – булат с волнистым узором. 1,58 % С, поковка, 4^х; *з* – булат со струйчатым узором 1,88 % С, поковка 1 : 1

С булатом связано понятие высококачественной стали, для которой послековки и трения характерна своеобразная макроструктура - узор и высокая ре-

жущая способность, являющаяся главной отличительной особенностью булатного оружия. Сегодня различают 2 типа булата: *настоящий*, или *литой*, полученный ковкой из специальных слитков (вуц), природа которых полностью еще не выяснена. Слитки имели очень высокое содержание углерода (более 1,3 %) и попадают под категорию – высокоуглеродистые стали. И булат *сварочный* - полученный соединением кузнечной сваркой (древней разновидности сварки давлением) материалов с разной твердостью. Наиболее древний булатный металл производился в Индии, секрет его изготовления тщательно оберегали, мастера передавали его из поколения в поколение, пока он, наконец, не был утрачен. А из индийских заготовок – вуцов ковались булатные клинки во всем мире.

Европейцы узнали о булатной стали после похода Александра Македонского в Индию. Холодное оружие из этой стали имело исключительно высокие механические свойства: прочность, пластичность, упругость, твердость и остроту лезвия, которое сохранялось при длительном его использовании, а еще имел характерный узор на поверхности изделия, который определял ценность оружия. Чем сложнее и красивее был узор, тем дороже ценилось изделие. Сегодня вновь появился интерес к булатным клинкам. Красивая поверхность клинка украшает многочисленные гостиные, а кухонный нож, не требующий заточки десяток лет, является лучшим подарком любому шеф-повару. Зайдя в Интернет, можно обнаружить десяток рекламных объявлений, что настоящий булат делаю только я (или кузнецы нашей фирмы), а остальные – не умеют. Но, увы, это в основном, поделки под булат, носят рекламный характер, или, в лучшем случае, так называемое, дамаскирование.

Несмотря на то, что современные легированные стали по вязкости, упругости и другим показателям превосходят булатную сталь, интерес к ней, как являющейся первым композиционным материалом со своеобразной макро- и микроструктурой, сохранился и сегодня. Об этом свидетельствуют многочисленные труды, опубликованные во многих странах мира. Европейцы, начиная с XVIII столетия, интенсивно занимаются разгадкой булатной стали. Большого успеха в этом вопросе достиг российский металлург П.П. Аносов. Существует немало сведений о достижениях других исследователей, но состава и технологии изготовления булатной стали, которые могли быть использованы в массовом масштабе, нет.

Автор еще в далеком 1965 году начал работы по булатной стали и с тех пор не изменял этому интереснейшему направлению в металлургии. Начало исследованиям было положено на Харьковском турбинном заводе. Продолжение работ было выполнено на киевских предприятиях: институте УкрМестПром, КПО имени Артема. А окончательное решение проблемы было найдено автором в Институте проблем материаловедения НАН Украины. В этом институте автором были разработаны технологические процессы получения стали в лабораторных и промышленных условиях, а также определен химический состав булатной стали. Подробное описание технологического процесса описано в работе [2].

Автор выполнял исследования вначале на уровне хобби, не имея финансирования работы, без включения темы в план отдела и тем более института.

Как известно, характерной особенностью булатной стали является внешний вид (узорчатая поверхность), которому придавалось особое значение и который считался обязательным компонентом материала, относящимся к булатным сортам стали. Хотя строгой классификации нет, да и название сортов условно, специалисты отличают три группы стали в соответствии с узором, цветом и звуком.

Именно благодаря клинковому производству, которое еще в докапиталистических формациях являлось одной из наиболее сложных отраслей металлообработки, и были созданы предпосылки исследования качества металла, в первую очередь - внешний осмотр для выявления рисунка. В то время это была наиболее ответственная отрасль производства – для оружия, которое тогда было исключительно холодным, использовали наиболее передовые методы металлообработки и применяли наиболее качественный металл. Другим методом проверки качества была проверка на гибкость и остроту лезвия. Именно с тех далеких пор и получили развитие методы контроля металла - визуальные и контроль механических, а затем и физико-механических свойств. Естественно, при высокой цене на клинок все эти методы были, как сегодня бы сказали мы, методы неразрушающего контроля.

К нижним сортам (нерис, баяз, шам) относятся булаты с мелким, полосатым и лучистым узором, с серым или бурым грунтом. Узор всегда светлее фона, или, как говорят, грунта. К средним сортам относят: хинды - со средним и крупным волнистым узором, бурым или чёрным грунтом. К высшим сортам: хоросан, табан - с крупным сетчатым или коленчатым узором и тёмным с золотистым отливом грунтом. Лучший из лучших - кара-табан, что в переводе с персидского - черный, блистательный.

Автору удалось получить этот сорт булата, приведенный на рис. 2. Для сравнения полученного узора высшего сорта булатной стали с узором работы старых мастеров приведем изображение сабли древних мастеров и узор на ней. Сравнивая узоры, нельзя найти существенные отличия в сортности и качестве булата.

Но наивысшим достижением старых мастеров было получение узора с золотистым отливом, а также булата «Маджли». Относительно булата «Маджли», о котором впервые сообщил хорезмийский путешественник и исследователь Аль-Бируни, опубликовавший свой трактат «Минералогия» в 1048 году, в котором он писал, что, если узор клинка отображал силуэты растений, животных, то такое изделие ценилось очень дорого; за одно изделие давали слона, но если узор представлял силуэт человека, то за одно изделие давали двух слонов [3].

Достижение автора в получении золотистого отлива заключается в том, что автор определил на многих опытах, что золотистый отлив получается в булатной стали с содержанием углерода 2,2 - 3,2 %, что отвечает 33 - 48 % цементита

и объясняется высокой контрастностью структурных составляющих - перлита и цементитной эвтектики, рис. 3.

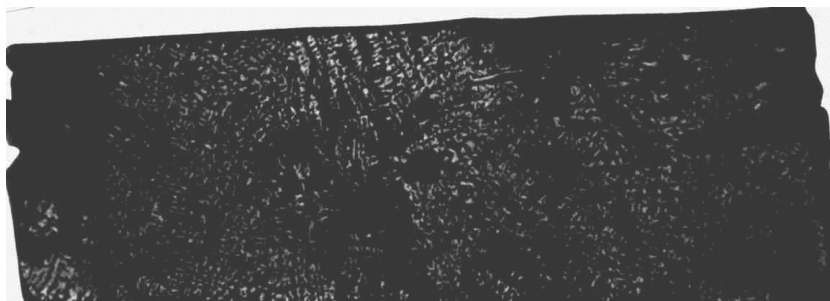
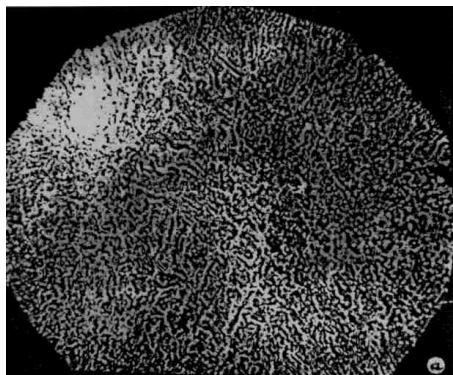


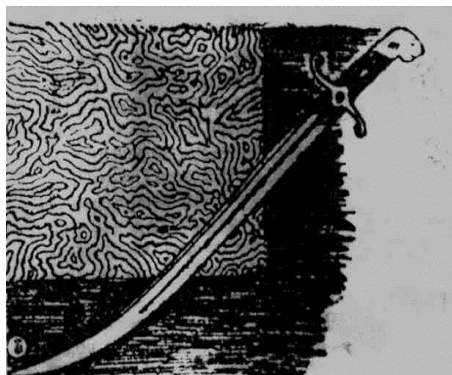
Рис. 2 - Булатная сталь с содержанием углерода 2,2 - 3,2 %

Необходимо отметить, что золотистый отлив возможно получить лишь при использовании определенного травителя. Автор получил золотистый отлив, применяя серную кислоту.

Но отковать клинок – полдела. Вначале надо было выплавить булат. После долгих проб и ошибок, тщательного перечитывания литературы, автор приступил к полупромышленным испытаниям.



a



б

Рис. 3 – Рисунок коленчатого булата: *a* – булат, изготовленный автором:
б – сабля и рисунок булата, изготовленного древними мастерами

В лабораторных условиях сталь выплавляли в печах сопротивления, Таммана, индукционных. В качестве шихты использовали карбонильное железо, губчатое железо, армо-железо. Клинки из булата сегодня армией не востребованы и было решено использовать булат, как конструкционный материал. Оказалось, что булатная сталь по многим параметрам не уступает сталям легированным.

Так, например, из булатной стали были изготовлены ножи фрезерного культиватора, вращающие фрезу со скоростью 500 оборотов в минуту. Ножи из булатной стали использовались дольше в 3 - 3,5 раза, чем ножи из стали 65Г с наплавкой режущей части ножа сормайтмом, имеющим 30 - 35 % легирующих элементов.

Затем было выполнено испытание булатной стали - лезвий для резки пленки из полиэтиленгерафталата толщиной 3 мкм на заводе «Дорхиммаш» Объединения «Пластик», г. Москва, где лезвия из булатной стали с содержанием углерода 1,15% в 12 раз (!) превысили износостойкость стали 65Х13, которая серийно используется при изготовлении лезвий для резки плёнки. Получив такие результаты, было решено изготовить булатную сталь в промышленных условиях, а именно на заводе «Большевик» г. Киева, где булатную сталь выплавляли в однотонной индукционной печи в условиях восстановительной углеродной атмосферы. В качестве шихты использовали древесный уголь и окатыши Броварского завода порошковой металлургии Киевской области.

На заводе «Большевик» было выполнено 7 плавок. Слитки массой 0,5 тонны с прибылью перерабатывали на 3-х тонном кузнечном молоте на заготовки-поковки, которые заказали заводы города Киева. Получив откованные заготовки, заводы изготовили оснастку, инструмент и детали машин и испытали их непосредственно в полевых и промышленных условиях.

Данные по испытанию булатной стали на износостойкость по сравнению с легированными сталями доказали, что износостойкость булатной стали выше, чем у легированных сталей в несколько раз и не уступает вольфрамовым сталям, если температура нагрева инструмента или детали не превышает 300°C.

Из булатной стали были изготовлены шарошки для взъерошивания кожи в местах склеивания. Шарошки из булатной стали не уступали шарошкам из стали Р18 или сплава ВК- 15. Среднелегированные стали таких условий работы не выдерживали.

Нож гильотины проработал в 2,5...3 раза дольше ножа из стали ХВГ. Пуансон для высадки гвоздей проработал в 5(!) раз больше пуансона из стали Х12М.

В других деталях булат превосходил легированные стали на 5...20%. Но цена на булатную сталь ниже в 5 - 10 раз. Экономический эффект составлял от 500% до 1200 %!

Почему булатная сталь превышает по износостойкости легированные стали? Булатная сталь испытывалась на заводе «Медаппаратура» г. Киева при резке лавсановой плёнки, толщиной 200 мкм с покрытием свинцовой фольгой на эпоксидной смоле. При шлифовке ножей из булатной стали, шлифовальный камень и поверхность ножа покрывались тёмной пленкой. Автором было сделано предположение, что булатная сталь имеет свободный графит. Для исследования был применён способ микронного рентгеновского локального анализа по общепринятой методике узким пучком и в режиме сканирования на микроанализаторе типа MS-46 фирмы «Самеса», выполненный в Институте Проблем ма-

териаловедения исследователем Ю. Смирновым, что подтвердило правоту автора.

Разработанный состав и технология изготовления булатной стали содержит углерод в количестве 0,4 - 6,67 %. Известно, что деформации подвергается сталь с содержанием углерода до 2,0 %. Чугун деформации не подвергается, хотя в работе [4] Нижниковская П.Ф. описала возможность деформации железоуглеродистых сплавов заэвтектического типа.

При выполнении работ по выплавке и деформированию булата, автор, зная, что булатная сталь может содержать углерода до 5,0%, принял во внимание мнение профессора Л.Н. Ларикова [5] о том, что марганец и кремний значительно повышают предел текучести феррита и уменьшают его пластичность. Марганец образует стабильный карбид, изоморфный цементиту, и снижает его возможность к деформации. Кремний с кислородом образует монооксид кремния и способствует охрупчиванию. Поэтому разработанная булатная сталь имеет содержание марганца до 0,12 и кремния до 0,1 %. Автор принял во внимание и то, что только чистый от примесей и окислов металл возможно подвергать деформации с содержанием углерода больше 2,0 %. Поэтому для выплавки булатной стали использовались чистые шихтовые материалы: древесный уголь и окатыши - отходы производства железных порошков.

Кроме того, была разработана и осуществлена технология выплавки булатной стали в индукционной печи в восстановительной углеродной атмосфере, для чего тигель печи был накрытый специальной крышкой. Чтобы избежать повторного окисления металла в процессе разлива булатная сталь из тигля индукционной печи разливалась прямо в изложницу, минуя разливочный ковш. В связи с тем что шлак с металла не скачивался, то в процессе заполнения изложницы металлом сливался и шлак, который, обволакивая струю металла, предохранял металл от повторного окисления и насыщения металла водородом и азотом из атмосферы воздуха [1].

Деформирование двухфазных сплавов зависит от свойств матричной фазы, поэтому пластичность сплавов с эвтектиками первой группы а также сплавов, в которых образуется сплошная оболочка вокруг зёрен твёрдого раствора, приближается к пластичности карбидной фазы - цементиту. Отсюда следует, что, как сплав с матричной фазой – карбид, так и с армированием металлической основы карбидом деформируются плохо.

Тем не менее, автором было проведено исследование по деформированию булатной стали до и после термической обработки бойками кузнечных молотов, которые имели твердость 120...240 НВ. Было доказано, что таким инструментом можно обрабатывать булатную сталь с содержанием углерода 5,0...6,0% углерода.

По мнению автора, деформирование (поковка) булатной стали с большим количеством углерода возможна потому, что сила энергии удара бойком молота с малой твёрдостью распределяется в соответствии с твёрдостью: молот с малой твёрдостью бойка принимает на себя некоторую часть этой энергии на себя, в то

время, как молот с большой твердостью бойка передает энергию удара на образцы. За разработку этого способа автор получил патент Украины, который стал одним из 7 патентов, полученных автором по данному вопросу.

Таким образом, придерживаясь высказанных выше четырех принципов деформирования булатной стали с большим количеством углерода, возможно достичь того, что булатная сталь с содержанием углерода более 2,0 % *обрабатывается давлением* – проковывалась и прокатывалась.

На рис.4 представленная микроструктура булатной стали с содержанием углерода 3,38 % в поперечном и продольном сечениях после поковки. На рис. 5 представлена микроструктура булатной стали с содержанием углерода 6,0 % в литом состоянии.

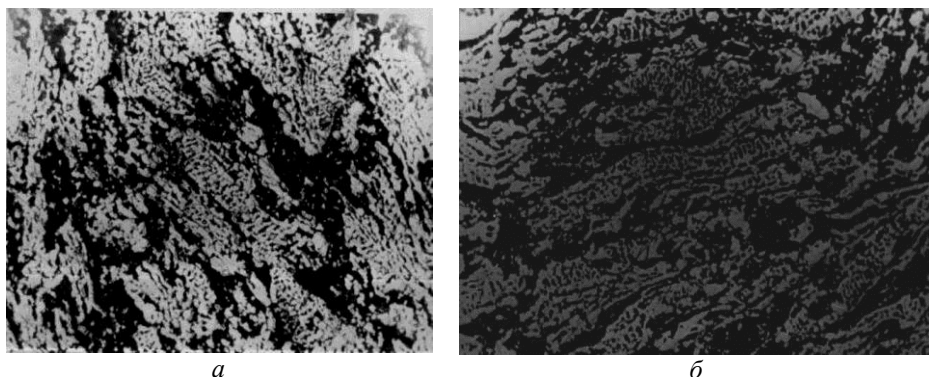


Рис. 4 – Микроструктура кованой булатной стали. Содержание углерода 3,38%:
a - поперечное, *б* – продольное сечение. 250^x

Получив положительные результаты по изготовлению и исследованию булатной стали на машиностроительном заводе, было принято решение воспроизвести полученные результаты на металлургическом заводе. Такая возможность представилась на заводе «Днепроспецсталь» города Запорожье, где плавку произвели в электродуговой сталеплавильной печи. В качестве шихты использовали металл, выплавленный конвертерным способом на Криворожском металлургическом комбинате. Такой металл отличается малым количеством в нем примесей, в том числе, марганца и кремния.

Слитки перерабатывались на обычном кузнечно-прокатном оборудовании. Однако, если металлурги завода старались придерживаться разработанной технологии выплавки стали и деформирования слитков, то режимы обработки давлением существенно отличались от условий обработки на заводе «Большевик».

Температура деформирования осуществлялась в пределах 850...1200 °С, против 650...850 °С на заводе «Большевик». После прокатки слитка на круг и квадрат, отправленные машиностроительным заводам для изготовления инструмента, оснастки и деталей машин, параллельно была исследована булатная сталь.

И оказалось, что, несмотря на высокие механические свойства у выплавленной стали, на ней отсутствует узор – отличительное свойство булата. По всем остальным параметрам она соответствовала булату с узором.

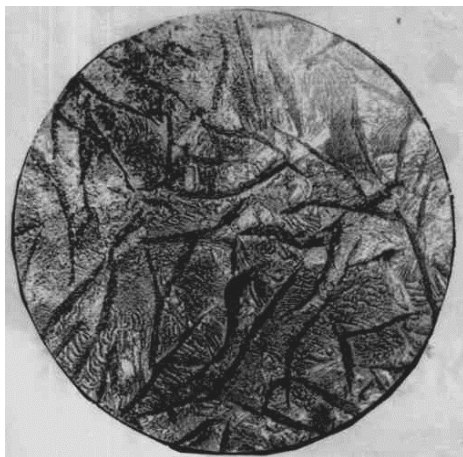


Рис. 5 – Микроструктура булатной стали. Содержание углерода 6,0%. 250^x

Поэтому для обеспечения узора на изделии необходимо строго выдерживать температурный интервал обработки или обрабатывать изделие кислотой или производить химико – термическую обработку. Автору удалось решить и эту проблему: им было получено изделие из булатной стали, сорта «Маджли». Но методика в современной трактовке не может получить одобрение потому, что применялась технология с цементацией изделия, а это сказывается на качестве стали: происходит рост зерна и ухудшение механических свойств.

Новая сталь получила маркировку У12Б – углеродистая сталь с содержанием углерода 1,2%, булатного типа.

Что касается износостойкости стали булатного типа, то испытание изделий, инструмента, оснастки на машиностроительных и химических заводах, а также в сельском хозяйстве показало, что сталь булатного типа ничем от булатной стали по износостойкости не отличается.

Выводы: булатная сталь - сплав железа с 0,4 - 6,67 % углерода выплавленного в углеродно-восстановительной атмосфере без применения, как раскислителей кремния и марганца, количество которых не должно превышать 0,1 и 0,12 % соответственно. Булатную сталь необходимо деформировать при температуре 650 - 850°C с многократным нагревом и поковкой (прокаткой) с малой энергией удара (давления), термически обрабатывать при температуре 750 - 860°C по режиму нормализации или закалки в зависимости от использования изделия в статическом, кинематическом или динамическом режимах.

На поверхности изделия после шлифовки, полировки и травления различными травителями наблюдаются узоры, которые образуются фазами сплава: ферритом, перлитом и ледебуритом в зависимости от содержания углерода, который обеспечивает высокую износостойкость вследствие неразрушающей «мягкой» матрицы, дисперсности карбидов железа и наличия свободного углерода (графита), который служит как смазка поверхностей трения или скольжения.

Разработанная технология производства булатной стали позволила впервые в мире осуществить заметную мечту П.П.Аносова: использовать булатную сталь в промышленности и в сельском хозяйстве для изготовления инструмента, оснастки и деталей машин взамен легированных сталей. Булатная сталь по износостойкости не уступает легированным сталям, а в ряде случаев и превосходит их при существенно меньшей себестоимости ее изготовления. Практически доказано, что булатная сталь может использоваться в химической, машиностроительной и других отраслях промышленности, доказав справедливость предсказания П.П. Аносова, что булатная сталь «вытеснит из употребления всякого рода сталь, употребляемую ныне на приготовление изделий, требующих особенной остроты и стойкости».

Таким образом, человечеству вернулся один из древнейших секретов получения качественной стали, раскрытый отечественными учеными.

Автор выражает глубокую благодарность сотруднику НТУ «ХПИ» канд. техн. наук Журило Д.Ю. за помощь в оформлении данной статьи.

Список литературы: 1. Антейн А.К. Дамасская сталь в странах бассейна Балтийского моря. Рига.: Зинатне, 1973.- 140 с. 2. Назаренко В.Р. Булатна сталь. Індія, Росія, Україна. Київ – Черкаси.: Інлес, 2013. – 437 с. 3. Аль - Бируни. Минералогия. М.: АН СССР, 1963. – 526 с. 4. Нижниковская П.Ф. Структура и пластичность железоуглеродистых сплавов заэвтектического типа. // МИТОМ, №9. 1984. С. 36-42. 5. Лариков Л.Н. Булат: минуле і сучасне. // МОМ, № 2, 1995. С. 25-29.

Надійшла до редколегії 16.05.2013

УДК 621.74

Булат и сталь булатного типа - первый материал для контроля качества / В. Р. Назаренко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХПІ», 2013. – № 34 (1007). – С. 174–183. – Бібліогр.: 5 назв.

У статті описано матеріал, що розкрив свої таємниці - булатна сталь, перший матеріал, що піддавався неруйнуючому контролю якості. Показано, що булатна сталь, виплавлена за технологією автора, має високі механічні та міцнісні властивості, та не уступає легованим сталям. Наведено дані, які характеризують промислові плавки булата, описано його основні властивості.

Ключові слова: булатна сталь, легована сталь, візерункова поверхня, зносостійкість, температура кування.

In article is described revealed their own secrets material - bulat steel, the first material, been subjected to not destroying checking quality. It Is shown that bulat steel, melting on technologies of the author, has high mechanical characteristic and does not yield alloy steel. The brought data, characterizing industrial swimming trunks bulat, is described its main characteristic.

Keywords: bulat steel, alloy steel, pattern surface, wear capability, the temperature of the forging.

Д.Ю. ЖУРИЛО, канд. техн. наук, доц., НТУ «ХПИ»

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР В НЕПРЕРЫВНОЛИТОЙ ЗАГОТОВКЕ ПРИ ПОМОЩИ ЭВМ

В статье приводятся результаты расчета температурного поля непрерывнолитой заготовки при помощи математического аппарата. Использование функций Бесселя позволяет применять ЭВМ для расчета теплового поля. В конце статьи приведены некоторые рекомендации по изменению параметров непрерывного литья.

Ключевые слова: непрерывнолитая заготовка, функции Бесселя, температура, время паузы, время вытягивания.

Непрерывное литье имеет значительные преимущества, обусловившие его развитие во всем мире. Это и значительный выход годного металла - до 98...99 % от залитого металла в металлоприемник, и высокое качество получаемой заготовки, и относительно небольшие капитальные затраты на оборудование. Но есть и сложности. К ним относят проблематику разделения времени литья на производительную, определяемую временем вытягивания, и непроизводительную, определяемую временем паузы. При неправильном разделении этих параметров не только снижается производительность оборудования, но, часто прерывается процесс литья, так как заготовка способна привариваться к кристаллизатору. Поэтому тепловые параметры непрерывного литья являются исключительно важными. Впервые они были рассмотрены в работах [1...3]. Но появление нового математического аппарата, новых компьютеров позволяет по-иному рассмотреть эту важную проблему.

Пусть в каждой точке (x, y, z) в непрерывнолитой заготовке в момент времени t температура T определяется функцией:

$$T = T(x, y, z, t) \quad (1)$$

Поскольку температура изменяется от точки к точке, в непрерывнолитой заготовке будет происходить перенос тепла от более нагретых частей к менее нагретым. Выделим внутри непрерывнолитой заготовки некоторую часть V , ограниченную замкнутой поверхностью S . Выберем на поверхности S точку с координатами (x, y, z) и около нее выделим элемент ΔS поверхности S . Количеством тепла ΔQ , выходящего из V через элемент ΔS за время Δt , определяется законом Фурье:

$$Q = -k \Delta S \frac{dT}{dn} \Delta t, \quad (2)$$

где $k = k(x, y, z)$ – коэффициент теплопроводности;

$\frac{dT}{dn}$ – производная функции $T(x, y, z, t)$ в направлении внешней нормали n к поверхности S .

Знак “минус” означает, что если $\frac{dT}{dn} > 0$, то есть температура растет в направлении внешней нормали к поверхности S , то количество тепла, уходящего из V через ΔS будет отрицательно, то есть через ΔS тепло будет входить внутрь непрерывнолитой заготовки. Через всю поверхность S за единицу времени может удалиться количество тепла Q_1 :

$$Q_1 = - \iint_{(S)} k(x, y, z) \frac{dT}{dn} ds, \quad (3)$$

В непрерывнолитой заготовке около некоторой точки $M(x, y, z)$ выделим малый элемент ΔV . Если этот элемент потерял за время Δt количество тепла Q_2 , и температура этого элемента упала на некоторую величину

$\Delta T = T(x, y, z, t + \Delta t) - T(x, y, z, t)$, то:

$$\Delta Q_2 = -\Delta T \cdot c(x, y, z) \cdot \rho(x, y, z) \cdot \Delta V, \quad (4)$$

где $c = c(x, y, z)$ – удельная теплоемкость меди в точке $M(x, y, z)$;

$\rho = \rho(x, y, z)$ – плотность меди в этой точке.

Знак «минус» означает, что ΔQ_2 – это тепло, отдаваемое заготовкой, то есть $\Delta Q_2 > 0$, когда $\Delta T < 0$. Чтобы найти количество тепла ΔQ_3 , которое потерял элемент ΔV за единицу времени, следует в (4) вместо ΔT подставить $\frac{dT}{dt}$, то есть количество тепла, теряемого за единицу времени. Тогда,

$$\Delta Q_3 = -c \cdot \rho \frac{dT}{dt} \Delta V, \quad (5)$$

Количество тепла Q_3 , теряемого непрерывнолитой заготовкой за единицу времени, можно найти при помощи тройного интеграла:

$$Q_3 = - \iiint_{(V)} c(x, y, z) \cdot \rho(x, y, z) \cdot \frac{dT}{dt} dv, \quad (6)$$

(Если температура падает, то $\frac{dT}{dt} < 0$ и $Q_3 < 0$, как и Q_1) Очевидно, что если внутри непрерывнолитой заготовки V нет источников (или стоков) тепла, то должно выполняться равенство:

$$Q_3 = Q_1, \quad (7)$$

Равенство предполагает, что температура непрерывнолитой заготовки изменилась только за счет того, что непрерывнолитая заготовка потеряла тепло Q_1 , ушедшее через поверхность S . Но если внутри непрерывнолитой заготовки имеются источники тепла (а середина Q_3 имеет температуру значительно выше, чем ее края), которые за единицу времени увеличивают количество тепла, содержащегося в непрерывнолитой заготовке на величину Q_4 , то вместо (7) получим:

$$Q_3 = Q_1 - Q_4, \quad (8)$$

то есть количество тепла Q_3 , обуславливающее изменение температуры непрерывнолитой заготовки, равно разности между количествами тепла, снятого через поверхность S и переданного из середины заготовки. Если $f(x, y, z)$ – это плотность источников тепла, то есть количество тепла, выделяемого единицей объема за единицу времени, то

$$Q_4 = \iiint_{(V)} f(x, y, z) dv, \quad (9)$$

Итак, подставляя в (8) выражения (3), (7) и (9), получим:

$$- \iiint_{(V)} c(x, y, z) \cdot \rho(x, y, z) \frac{dT}{dt} dv = - \iint_{(S)} k(x, y, z) \frac{dT}{dn} ds - \iiint_{(V)} f(x, y, z) dv \quad (10)$$

Для того, чтобы перейти от поверхностного интеграла по S к тройному интегралу по V , используем формулу Остроградского. В формуле Остроградского:

$$- \iiint_{(V)} \text{div} A dv = \iint_{(S)} A_n ds, \quad (11)$$

сделаем подстановку: $A = k(x, y, z) \text{grad} T$, тогда $A_n = \text{Pr} [k(x, y, z) \text{grad} T] = k(x, y, z) \frac{dT}{dn}$ и вместо (11) получим:

$$\iint_{(S)} k(x, y, z) \frac{dT}{dn} ds = \iiint_{(V)} \operatorname{div} [k(x, y, z) \operatorname{grad} T] dv \quad (12)$$

Подставляя (11) и (10) и объединяя три интеграла в один, получим:

$$\iiint_{(V)} \left(c \cdot \rho \frac{dT}{dt} - \operatorname{div} (k \cdot \operatorname{grad} T) - f(x, y, z) \right) dv = 0 \quad (13)$$

Так как объем V может быть выбран произвольно, то из (13) следует, что:

$$c \cdot \rho \frac{dT}{dt} - \operatorname{div} (k \cdot \operatorname{grad} T) - f(x, y, z) = 0, \quad (14)$$

Уравнение (13) является уравнением теплопроводности. Если отливка однородна, то ρ , c и k не зависят от координат. Тогда

$$\operatorname{div}(k \cdot \operatorname{grad} T) = k \cdot \operatorname{div} \operatorname{grad} T = k \cdot \Delta T, \quad (15)$$

и вместо (14) получим:

$$\frac{dT}{dt} = a \cdot \Delta T + f(x, y, z) / (c \cdot \rho), \quad (16)$$

$$a = k / (c \cdot \rho) \quad (a > 0) \quad (17)$$

Число a является коэффициентом теплопроводности. Если $f(x, y, z) = 0$, то есть в отливке нет источников тепла (что нереально), то получим однородное уравнение теплопроводности:

$$\frac{dT}{dt} = a \Delta T, \quad (18)$$

При радиальном распределении тепла в сплошном твердом цилиндре задается цилиндрическая система координат (φ, z, r) с направлением оси z по оси цилиндра. Принимаем, что в цилиндре радиуса r нет в данный дискретный момент источников тепла и температура зависит только от координаты r и времени t , то есть:

$$T = T(r, t), \quad (19)$$

Тогда, имея в виду выражение Лапласа в цилиндрической системе координат, получим однородное уравнение теплопроводности:

$$\frac{dT}{dt} = a \left(\frac{d^2t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} \right), \quad (20)$$

Оно решается при граничном условии:

$$T(r, t) \Big|_{r=r_1} = 0, \quad (21)$$

и начальном условии:

$$T(r, t) \Big|_{r=0} = \psi(r), \quad (22)$$

Для решения уравнения (20) используется метод разделения переменных, полагая, что

$$T(r, t) = U(r)R(r), \quad (23)$$

Тогда:

$$\frac{dT}{dt} = R(r) \frac{du}{dt}, \quad \frac{dT}{dr} = U(r) \frac{dR}{dr}, \quad \frac{d^2T}{dr^2} = U(t) \frac{d^2R}{dr^2}$$

и вместо (20) получим:

$$R(r) \frac{du}{dt} = a \cdot U(t) \left(\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dR}{dr} \right), \quad (24)$$

Разделим переменные:

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{U'(t)}{U(t)} = \frac{R''(r) + \frac{1}{r} \cdot R'(r)}{R(r)} = -\lambda^2, \quad (25)$$

Здесь λ - заданный параметр разделения. Тогда получим два уравнения:

$$\frac{du}{dt} + \lambda^2 \cdot a \cdot U(t) = 0, \quad (26)$$

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dR}{dr} + \lambda^2 \cdot R = 0, \quad (27)$$

Первое уравнение – это линейное дифференциальное уравнение первого порядка с постоянными коэффициентами. В общем виде его решением являются уравнения:

$$\frac{du}{dt} = -\lambda^2 \cdot a \cdot U; \quad \frac{dU}{u} = -\lambda^2 \cdot a \cdot dt; \quad \ln |u| = -\lambda^2 \cdot a \cdot t + \ln C_1;$$

$$U(t) = C_1 \cdot E^{-\lambda^2 \cdot a \cdot t}, \quad (28)$$

Уравнение (27) – это обобщенное уравнение Бесселя, решение которого можно записать в виде:

$$R(r) = C_2 \cdot J_0(\lambda \cdot r) + C_3 \cdot Y_0(\lambda \cdot r), \quad (29)$$

Так как при $r = 0$, то есть на оси заготовки, уравнение (29) должно дать конечное значение, то $C_3 = 0$. Тогда:

$$R(r) = C_2 \cdot J_0(\lambda \cdot r), \quad (30)$$

и

$$T(r,t) = C_1 C_2 J_0(\lambda \cdot r) E^{-\lambda^2 \cdot a \cdot t}, \quad (31)$$

При $r = r_1$, то есть на боковой поверхности непрерывнолитой заготовки по условию (21) температура равна 0. Следовательно:

$$J_0(\lambda \cdot r_1) = 0, \quad (32)$$

Это значит, что $\lambda \cdot r_1$ является корнем функции Бесселя $J_0(x)$. Если δ_m – это m -ый в порядке возрастания положительный корень функции $J_0(x)$, то есть, если $0 < \delta_1 < \delta_2 < \delta_3 \dots < \delta_m < \dots$, то параметр λ определится из условия:

$$\lambda_m = \frac{\delta_m}{r_1}, \quad (33)$$

Ввиду того, что функция Бесселя $J_0(x)$ имеет бесконечное количество положительных корней, параметр λ может принимать бесконечное множество дискретных значений. Каждому такому значению λ_m (то есть собственному значению) соответствует своя функция

$$R_m(r) = J_0(\lambda_m \cdot r), \quad (34)$$

Подставляя (34) в (31) и заменяя $C_1 C_2$ на C_m , найдем

$$T_m(r,t) = C_m J_0(\lambda_m r) \cdot E^{-\lambda^2 \cdot a \cdot t}, \quad (35)$$

При выборе этого уравнения при заданном значении m в качестве решения уравнения (20), с учетом (22), получим:

$$C_m \cdot J_0(\lambda_m \cdot r) = \psi_m, \quad (36)$$

то есть радиальное распределение температуры в начальный момент всегда можно определять функцией Бесселя с индексом ноль. Однако ясно, что функция $\psi(r)$ может быть и иной, так как она задается в качестве начального условия (22). Для того, чтобы удовлетворить условию (22), решение уравнения (20) следует находить в виде линейной комбинации произвольных постоянных и частных решений вида (35), то есть в виде ряда. Ряд имеет вид:

$$T(r,t) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \cdot J_0(\lambda_m \cdot r) \cdot E^{-\lambda^2 \cdot a \cdot t} \quad (37)$$

Для выполнения начального условия необходимо, чтобы

$$\psi(r) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \cdot J_0(\lambda_m \cdot r), \quad (38)$$

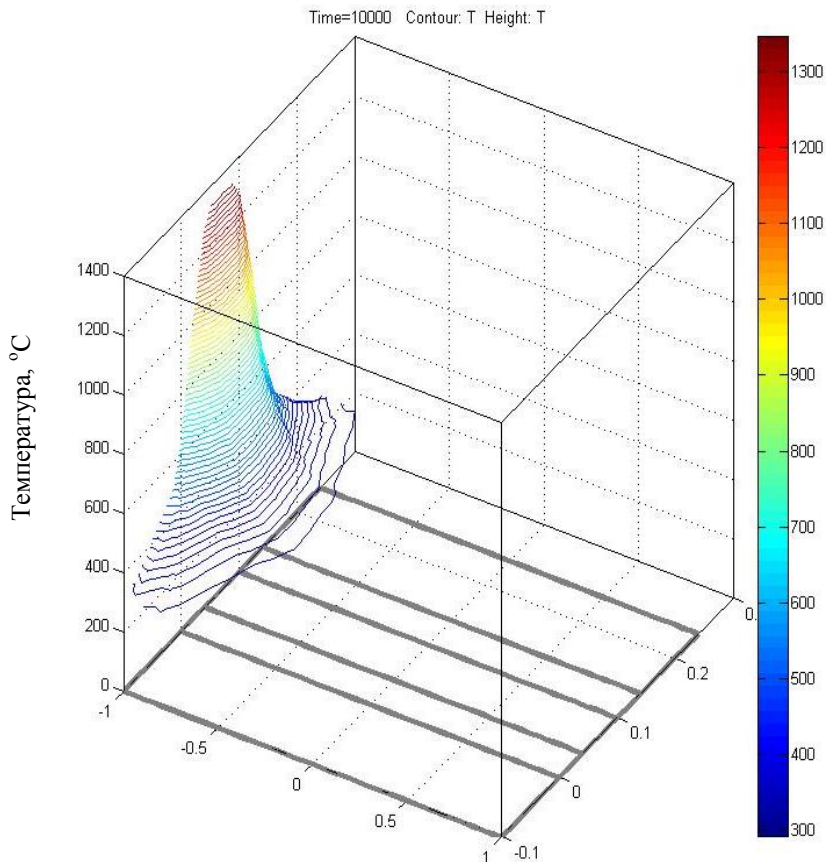
или

$$\psi(r) = \sum_{m=1}^{\infty} C_m \cdot J_0\left(\delta_m \cdot \frac{r}{r_1}\right), \quad (39)$$

Ряд (39) представляет собой разложение функции $\psi(r)$ по функциям Бесселя. Коэффициенты C_m этого разложения равны:

$$C_m = \frac{2 \cdot \int_0^{r_1} r \cdot \psi_r \cdot J_0\left(\delta_m \frac{r}{r_1}\right) dr}{r_1^2 \cdot J_1^2(\delta_m)}, \quad (40)$$

Подставляя C_m из (40) в (37), найдем радиальное распределение температуры в горизонтальной непрерывнолитой заготовке из вторичной меди. Как видно из (35), или (37), временные множители функций $T_m(r,t)$ определяются экспонентой с отрицательным показателем, так что температура во всех точках любого сечения непрерывно – литой заготовки из вторичной меди должна быстро уменьшаться при возрастании времени. Очевидно, что при возрастании времени $t \rightarrow \infty$, температура будет стремиться к нулю.



Параметры заготовки, см

Рис. – Распределение температуры в непрерывнолитой заготовке

Таким образом, определено, что время паузы должно стремиться к минимуму, а время вытягивания должно стремиться к максимуму. При этом шаг вытягивания необходимо выбирать максимально возможный, вплоть до обрыва заготовки. Такие условия работы позволяют использовать оборудование с максимальной производительностью.

Список литературы: 1. Вейник А.И. Теплообмен между слитком и изложницей. / А. И. Вейник. - М. : Металлургиздат, 1959. - 367 с. 2. Охлаждение отливки. Под ред. А.И. Вейника. - Минск : Наука и техника, 1966. - 300 с. 3. Приложение теплотехники в литейном производстве. Материалы Второй конференции по проблемам теплотехники в литейном производстве. Под ред. А.И. Вейника. - Минск : Вишэйшая школа, 1966. - 228 с. 4. Журило Д.Ю. Тепловой расчет кристаллизатора скольжения ма-

Надійшла до редколегії 16.05.2013

УДК 621.74 + 338.4

Расчет распределения температур в непрерывнолитой заготовке при помощи ЭВМ / Д.Ю. Журило // Вісник НТУ «ХП». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – X. : НТУ «ХП», 2013. – № 34 (1007). – С. 184–192. – Бібліогр.: 4 назв.

У статті наведено результати розрахунку температурного поля безперервнолитої заготовки за допомогою математичного апарату. Використання функцій Бесселя дозволяє застосовувати ЕОМ для розрахунку теплового поля.

Наприкінці статті наведені деякі рекомендації по зміні параметрів безперервного лиття.

Ключові слова: безперервнолита заготовка, функції Бесселя, температура, час паузи, час витягування.

The results of the calculation of the warm-up field happens to in article continuous cast's up with the help of mathematical device. The function Bessel's use allows computer for calculation of the heat field a made.

Some recommendations are brought at the end of the article on change parameter unceasing litho.

Keywords: continuous cast, functions Bessel's, the temperature, time of the pause, time of the work.

О.В. АКСЬОНОВА, завуч ЗОШ № 154, Харків;
О.Д. ЖУРИЛО, учень 11 класу ЗОШ № 154, Харків

ЧИ БЕЗПЕЧНИЙ ПОСУД НА УКРАЇНСЬКОМУ РИНКУ?

В работе рассмотрены вопросы безопасности применения посуды различных производителей для приготовления пищи, возможность миграции в неё соединений тяжелых металлов, выполненные в рамках МАН.

Ключевые слова: тяжелые металлы, посуда, алюминий, чугун, сталь

Вступ.

Загальновідомо, що здоров'я людини прямо пов'язане з навколишнім середовищем, із чистотою споживаної води та їжі. Але дуже часто майже не приділяється уваги ще одній важливій складовій зазначеного ланцюга - якості посуду, у якій готується їжа. Але публікацій у збірках наукових праць майже немає. А шкода, бо наше здоров'я псується значно швидше, ніж змінюється посуд на кухні.

Сучасний рівень тривалості життя населення України за останні два десятиліття, на жаль, істотно відрізняється від аналогів у розвинених країнах світу. Все більше Україна відстає від них по всіх основних параметрах тривалості життя. До немаловажних факторів, що впливають на тривалість життя ставляться:

- вкрай низька якість питної води й продуктів харчування, вживаних у їжу українцями;
- наявність сполук важких металів у дитячих іграшках, посуді, одязі, канцелярських товарах й предметах споживання, у імпортованих товарах, які переїждять українці змушений купувати внаслідок зупинки вітчизняних підприємств, що раніше випускали зазначену продукцію

Метою роботи було визначення впливу якості посуду на можливий вміст важких металів та їх сполук у їжі, яку готують в цьому посуді.

Для досягнення мети необхідно було вирішити наступні задачі:

1. Провести огляд літератури за характеристикою металів і сплавів, які використовують для виготовлення посуду та їх вплив на здоров'я людини.
2. Провести огляд літератури за вмістом органічних кислот у продуктах харчування та їх хімічної здатності реагувати з металами та сплавами, які використовують для виготовлення посуду.
3. Визначити можливість міграції важких металів, які входять в склад металу посуду, в їжу, яка готується в цьому посуду.
4. Визначення можливості попередження переходу важких металів, які входять до складу металу посуду, в їжу.
5. Оцінювання безпечності посуду, виготовленого різними виробниками.

На жаль, з розвитком процесу урбанізації, з розвитком технічного прогресу на кухні з'являються матеріали, з якими контактують продукти харчування й про які не можна однозначно сказати, що вони шкідливо не впливають на здоров'я людини, не кажучи про навколишнє середовище. Як приклад можна навести пластмасові вироби (тара для води, молочних продуктів, напівфабрикатів, посуд), поліетилен і целофан (пакувальні матеріали для будь-яких продуктів), тефлон (фторопласт -4 ((-C₂F₄)_n) або політетрафторетилен - антипригарне покриття сковорідок і кастроль.

Основна частина

Традиційно, у періодичній системі Д.І. Менделєєва визначають так звані важкі метали – кольорові метали з щільністю, більшою, ніж 6500 кг/м³: Pb, Cu, Zn, Ni, Cd, Co, Sb, Sn, Bi, Hg. Основні їх властивості зведено у таблицю 1.

При оцінці властивостей зазначених важких металів необхідно враховувати наступне: при знаходженні в сплавах токсичність компонентів знижується в десятки й сотні разів. Наприклад, до складу харчової нержавіючої сталі входить близько 10% нікелю та близько 13% хрому (звичайно 18%). Самі по собі ці елементи є токсичними, але сплав, до складу якого вони входять, не є токсичним.

Таблиця 1 – Важкі метали та їх вплив на організм людини при попаданні в нього з їжею та водою [2]

Елемент	№	Щільність, кг/м ³	Електронна формула	Вплив на людину
Fe	26	7870	3s ² p ⁶ d ⁶ 4s ²	Надлишкова доза заліза (200 мг і вище) може мати токсичну дію.
Co	27	8900	3s ² p ⁶ d ⁷ 4s ²	ГДК пилу кобальту в повітрі 0,5 мг/м ³ , у питній воді припустимий зміст солей 0,01 мг/л. Токсична доза - 500 мг.
Ni	28	8900	3s ² p ⁶ d ⁸ 4s ²	Токсична доза (для щурів) — 50 мг. Особливо шкідливі леткі сполуки нікелю, зокрема, його тетракарбонил Ni(CO) ₄ . ГДК сполук нікелю в повітрі становить від 0,0002 до 0,001 мг/м ³ .
Cu	29	8930	3s ² p ⁶ d ¹⁰ 4s ¹	ГДК для аерозолів міді становить 1 мг/м ³ , для питної води вміст міді повинен бути не вище 1,0 мг/л.
Zn	30	7133	3s ² p ⁶ d ¹⁰ 4s ²	Металевий цинк мало токсичний. Фосфід й оксид цинку отруйні. Потрапляння до організму розчинних солей цинку призводить до розладу травлення, подразнення слизових оболонок. ГДК для цинку у воді 1,0 мг/л.

продовження табл. 1

Cd	48	8650	$4s^2p^6d^{10}5s^2$	Пари кадмію і його сполук токсичні, причому кадмій може накопичуватися в організмі. У питній воді ГДК для кадмію 10 мг/м ³ .
Sn	50	7290	$4s^2p^6d^{10}5s^25p^2$	ГДК олова в харчових продуктах 200 мг/кг, у молочних продуктах і соках — 100 мг/кг. Токсична доза олова для людини – 2 г.
Sb	51	6690	$4s^2p^6d^{10}5s^25p^3$	Накопичується в щитовидній залозі, пригнічує її функцію й викликає ендемічний зоб. Однак, потрапляючи в травний тракт, сполуки сурми не викликають отруєння, тому що солі Sb(III) там гідролізуються з утворенням малорозчинних продуктів. ГДК в воді 0,05 мг/л.
Hg	80	13600	$2p^6d^{10}6s^2$	Ртуть й її сполуки високотоксичні. Пари та сполуки ртуті накопичуються в організмі людини, сорбуються легенями, попадають у кров, порушують обмін речовин і вражають нервову систему. Ознаки ртутного отруєння проявляються вже при вмісті ртуті в концентрації 0,0002–0,0003 мг/л.
Pb	82	11340	$2p^6d^{10}6s^2p^2$	Свинець і його сполуки - токсичні. Потрапляючи в організм, свинець накопичується в кістках, викликаючи їхнє руйнування. ГДК в воді 0,03 мг/л.
Pb	83	9800	$2p^6d^{10}6s^2p^3$	ГДК в воді 2 мг/л.

Методика досліджень була наступною: в посуді, що досліджували, протягом 20 хвилин кип'ятилося 0,5 літра розчину оцтової кислоти з концентрацією 9 % (ТУ У 21810401.003 - 97) [9].

Таким чином було змодельоване умови, які виникають при приготуванні традиційних блюд української кухні – борщу, маринадів, кручеників.

Потім розчин зливався у порцеляновий посуд та випарювався. Отриману суміш сухого залишку з трьох зразків аналізували на вміст важких металів або їх сполук проведенням якісного рентгеноспектрального хімічного аналізу.

У такому розчині не повинно бути ні важких металів, ні їх сполук.

За наявності в досліджуваних зразках вмісту важких металів або їх сполук, проводився кількісний рентгеноспектральний аналіз хімічний аналіз.

При виконанні досліджень робилася поправка на ймовірний вміст у досліджуваному розчині сполук кальцію та магнію. Це пов'язано з різною жорсткіс-

тю питної води, якою розводять концентровану оцтову кислоту з метою отримання 9% розчину оцтової кислоти.

Згідно з технологією виробництва 9% розчину оцтової кислоти, його отримують шляхом розведення концентрованої оцтової кислоти артезіанськими водами, або спеціально очищеною водопровідною водою. Загальновідомо, що вода, притаманна українським водоносним горизонтам, містить чималу кількість сполук кальцію та магнію, наприклад, «Миргородська», «Харківська», «Свялява» та інші столові води українського розливу

Шляхом порівняння кількості гранично допустимих сполук важких металів у їжі з кількістю важких металів за отриманими результатами робився висновок про безпеку посуду різних виробників, та про принципову можливість використання його у побуті та на підприємствах громадського харчування [10].

Результати досліджень зведено в таблицю 2.

Таблиця 2 - Середній вміст металів та їх сполук у сухому залишку (по трьом зразкам)

Матеріал посуду	Виробник	Наявність домішок	Сумарна кількість домішок, мг/літр
Емальована сталь	Керченський металургійний комбінат (Україна)	Ca, Mg	2,5
	Китай	Ca, Mg, Pb, Cr	7,8
Чавун	Череповець (Росія)	Ca, Mg, Fe	2,7
Нержавіюча сталь	Дніпропетровськ (Україна)	Ca, Mg	2,5
	Zerter (Німеччина)	Ca, Mg,	2,5
Алюміній (штампування)	Запоріжжя (Україна)	Ca, Mg, Al	2,8
	Китай	Ca, Mg, Al,	5,2
Алюмінієвий сплав - силумін (лиття)	Дніпропетровськ (Україна)	Ca, Mg, Al	2,8
	Китай	Ca, Mg, Al, Fe, Cr	6,5

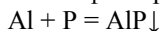
Аналіз отриманих даних дозволяє визначити безпечність того, або іншого посуду та прогнозувати доцільність його подальшого використання.

Вміст кальцію й магнію в сухому залишку пояснюється їх наявністю в питній воді, з якої приготовлений харчовий оцет. Тому, що для приготування оцту використовувалася вода з артезіанської шпари, вода питного водопостачання, а не дистильована вода. Кількість іонів, що становить 2,5 мг/літр не перевищує їх звичайного вмісту у водопровідній воді, що становить до 7 мг/літр, тобто відповідає даним діючих стандартів [2].

Наявність у воді іонів кальцію й магнію проявляються на посуді з нержаві-

ючої сталі, який, незважаючи на свою хімічну інертність, має підвищений контакт із солями, що входять до складу жорсткої води. (Із цієї причини кухонні мийки та водопровідні труби з нержавіючої сталі швидко покриваються нальотом з таких солей [2].)

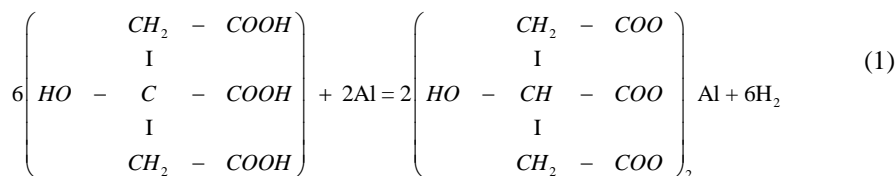
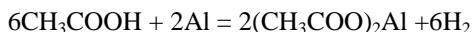
Алюмінієвий посуд вітчизняного виробництва має трохи більшу кількість домішок. Якщо виключити всі ті ж кальцій і магній, то виявиться, що в сухому залишку (а, значить й у розчині) перебуває невелика кількість з'єднань алюмінію, близько 0,3 мг/літр. І хоча по даним [3], усмоктування солей алюмінію зі шлунково-кишкового тракту є незначним, що пояснюється здатністю алюмінію утворювати в кишечнику нерозчинні сполуки з фосфором, а при тривалому введенні солей алюмінію деяке накопичення відбувається тільки в печінці, це є тривожним фактором погіршення здоров'я людини.



У літературних даних деяких закордонних авторів відзначено, що наявність солей алюмінію в організмі може бути причиною хвороби Альцгеймера.

Що стосується алюмінієвого посуду китайського виробництва, то кількість сполук алюмінію в них істотно вище, ніж у вітчизняному посуді, а в литому товстостінному посуді крім алюмінію наявні сполуки ще заліза й хрому. Відносно заліза, за даним [3], вважається, що залізо всмоктується в шлунку тільки після окислювання в Fe^{2+} та утворення білкового комплексу - ферритина - залізовмісного білка печінки, селезінки, кісткового мозку й інших тканин, що запасає залізо в організмі. Тому особливої небезпеки він не представляє. А от сполуки тривалентного хрому здатні викликати дерматити, а сполуки шестивалентного хрому здатні приводити до різних захворювань людини, у тому числі й онкологічним. ГПК хрому (VI) в атмосферному повітрі 0,0015 мг/м³, а в їжі - приблизно в 40...50 разів нижче [3]. Крім того, алюміній – досить активний метал і за наявності менш активних металів, він буде утворювати сполуки значно активніше, що супроводжується виникненням слабкого струму. (На цьому принципі працює електрична батарейка та інші гальванічні елементи.) [2].

Таким чином, до недоліків посуду з алюмінію треба віднести - неможливість готування й особливо зберігання (навіть в умовах холодильника) кислої їжі - овочевих і фруктових блюд. Кислота, що перебуває в овочах або фруктах, часто посилена оцтом або лимонною кислотою, обов'язково прореагує з алюмінієм, або з його оксидом, а потім попадає прямо в наш шлунок.



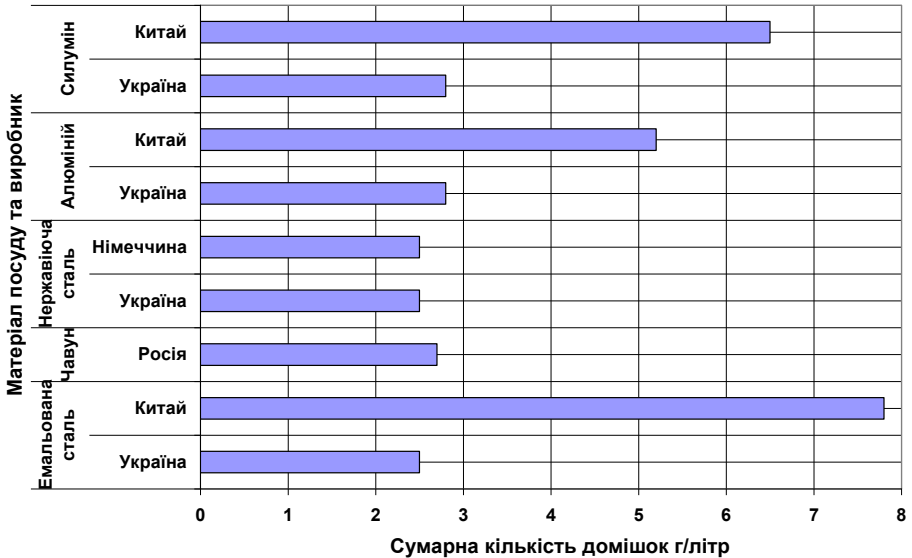


Рис. - Сумарна кількість домішок у посуду з різних металів та різних виробників

Чавунний посуд через наявність сполук заліза в нашій крові (згадаємо гемоглобін) є найбільш безпечним. При потраплянні заліза і його оксидів з посуду в наш організм, частина його засвоюється, а надлишки легко виводяться з організму. Цікаво, що чавун є матеріалом з оригінальними властивостями: чим він старіше, тим менш схильний до корозії. Наприклад, чавун через 3 роки після вилиття (а чавун обробляється винятково литтям) кородує навіть при контакті з кислотами й лугами в 11 - 50 разів менше, ніж тільки відлитий. І чим старіше він стає, тим менш він кородує [4].

Можливості реагувати з харчовими кислотами позбавлений посуд емальований (за умови цілої емалі) і з нержавіючої сталі. А чавунний посуд можна сміло застосовувати для будь-яких домашніх заготівель - терміну служби він не має, хоча є важким.

Висновки. Посуд вітчизняного виробництва та виробництва країн СНД не містить важких металів та їх сполук і може використовуватися для приготування в ній практично любої їжі.

Посуд виробництва Китаю має вміст важких металів та їх сполук у кількості, яка трохи вище вимог стандарту України.

Важкі метали та їх з'єднання можуть накопичуватися у організмі людини та отруювати його. Тому посуд виробництва Китаю при його довгому використанні може бути шкідливим для людини.

Отримані дані, при їх широкому використанні, можуть сприяти збережен-

ню здоров'я громадянами України та попереджувати можливе отруєння важкими металами та їх сполуками.

Список літератури : **1.** Флёрв А.В. Материаловедение и технология художественной обработки металлов. /учебник/ А.В. Флёрв. М.: Высшая школа, 1981. - 228 с. **2.** Химическая энциклопедия в 5 томах. / Под ред. И.Л. Кнунянц. М.: Энциклопедия, 1990 - 1998. **3.** Вредные вещества в промышленности. Т. 3. / Под ред. Н.В. Лазарева и И.Д. Гадаскиной. Л. : Химия, 1977.- 608 с. **4.** Справочник по чугунному литью. / Под редакцией. Н.Г. Гиришовича Л.: Машиностроение, 1978. - 757 с. **5.** Журило А.Г. Кухонные страсти // Хороший доктор. № 2, 2009 г. С. 28-30. **6.** Джарвис Д.С. Мёд и другие естественные продукты. Опыт и исследования одного врача. Д.С. Джарвис - М.:, 1990. **7.** Гауптман З. Органическая химия. / З. Гауптман, Ю. Грефе, Х. Ремане. Пер. с нем., М.: Химия, 1979. **8.** Органическая химия. Пер. с англ., т. 4, М.: Химия, 1983, с. 175. **9.** Аксёнова О.В. Безопасна ли наша посуда? / О.В. Аксёнова, О.Д. Журило // Вестник НТУ «ХПИ» № 17, 2012 г. С. 71 - 74. **10.** Аксёнова О.В. К вопросу методологии качественных и количественных исследований металлов и сплавов / О.В. Аксёнова, О.Д. Журило // Вестник НТУ «ХПИ» № 40, 2012 г. С. 112 - 115.

Надійшла до редколегії 16.05.2013

УДК 546:66:614.7

Чи безпечний посуд на українському ринку? / О.В. Аксёнова, О.Д. Журило // Вісник НТУ «ХП». Серія: Електроенергетика та перетворювальна техніка. – Х. : НТУ «ХП», 2013. – № 34 (1007). – С. 193–199. – Бібліогр.: 10 назв.

У роботі розглянуто питання безпеки застосування посуду різних виробників для готування їжі, можливість міграції в їжу з'єднань важких металів. Роботу було виконано у рамках МАН.

Ключові слова: важкі метали, посуд, алюміній, чавун, сталь

In work are considered questions to safety of the using the dishes of the different producers for preparation of the food, possibility to migration in it join heavy metal, executed within the framework of is Small Academy of the sciences.

Keywords: heavy metals, dishes, aluminum, cast iron, steel

ЗМІСТ

<i>Журило А.Г.</i> Вклад отечественных ученых в создание промышленной металлургической лаборатории в харьковском технологического институте императора александра III.....	3
<i>Мирошников В. В., Завальнюк О. П.</i> Исследование возможности контроля упругих напряжений по величине остаточной намагниченности металла	12
<i>Стенцель Й. І., Шаповалов О.І., Літвінов К. А., Євсюков В.В.</i> Теоретичні дослідження ультразвукового пристрою контролю рівня з нерівномірною поверхнею .	18
<i>Стенцель Й. І., Рябіченко А. В., Петросян Л. І., Літвінов К. А.</i> Принцип реологічних переходів при діагностуванні роботи серцевої системи електрокардіографічним методом.....	24
<i>Стенцель Й. І., Літвінов К. А.</i> Дослідження похибок вимірювального контролю рівня рідинних середовищ	32
<i>Синан Талиб, Швець С. Н., Яковенко В. В.</i> Определение дефекта зубчатого колеса с помощью датчика частоты вращения.....	37
<i>Рыжиков В.Д., Ополонин А.Д., Волков В.Г., Лисецкая Е.К., Галкин С.Н., Воронкин Е.Ф.</i> Трехэнергетическая цифровая радиография для разделения веществ с малым эффективным атомным номером.....	43
<i>Ковальов В.М.</i> Удосконалення методики розрахунку диференційних захистів трансформаторів на реле РНТ	52
<i>Петрищев О.Н., Сучков Г.М., Романюк М.И., Хащина С.В.</i> Теоретические исследования ЭМА способа регистрации поверхностных волн при ультразвуковом контроле ферромагнитных металлоизделий	58
<i>Сучков Г.М., Познякова М.Є.</i> Огляд методів та засобів для ультразвукового контролю заготовок та залізничних осей	90
<i>Луценко Г. Г., Галаненко Д. В., Талько О. В.</i> Анализ спектра сигналов АЭ в системе контроля поврежденности циклически деформируемого мощным акустическим полем материала	99
<i>Стороженко В.А., Лазоренко О.В., Мягкий А. В.</i> Обработка результатов тепловой дефектоскопии сотовых конструкций с целью понижения уровня помех	108
<i>Волков В.Г., Рыжиков В.Д., Ополонин А.Д., Лисецкая Е.К.</i> Методы обработки сигналов мультidetекторных систем цифровой радиографии	123
<i>Горбашова А.Г., Петрищев О.Н., Сучков Г.М., Романюк М.И., Хащина С.В., Ноздрачова Е.Л.</i> Оценка механизмов ЭМА преобразования при излучении и приеме поверхностных волн	131
<i>Безмянный Ю.Г., Баглюк Г.А., Євко І.Г., Комаров К.А.</i> Постадійний контроль розподілу властивостей в об'ємі заготовок з порошкового заліза	156
<i>Десятніченко О. В., Сучков Г.М., Рекало К.О.</i> Приймаючий аналоговий тракт зі смуговою характеристикою для засобу неруйнівного контролю ультразвукового приладу.....	163
<i>Назаренко В. Р.</i> Булат и сталь булатного типа - первый материал для контроля качества	174
<i>Журило Д.Ю.</i> Расчет распределения температур в непрерывнолитой заготовке при помощи ЭВМ.....	184
<i>Аксёнова О.В., Журило О.Д.</i> Чи безпечний посуд на українському ринку?	193

НАУКОВЕ ВИДАННЯ

**ВІСНИК
НАЦІОНАЛЬНОГО ТЕХНІЧНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
«ХПІ»**

Збірник наукових праць

Серія:
Електроенергетика та перетворювальна техніка

№ 34 (1007)

Науковий редактор, д-р техн. наук, проф. Г.М. Сучков
Технічний редактор канд. техн. наук, доц. К. Л. Ноздрачова

Відповідальний за випуск канд. техн. наук І. Б. Обухова

АДРЕСА РЕДКОЛЕГІЇ: 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21, НТУ «ХПІ».
Кафедра приладів і методів неруйнівного контролю
Тел.: (057) 707-63-08, (057) 707-69-27; e-mail: nozdrachova_katy@mail.ru

Обл.-вид. №16-13

Підп. до друку 26.06.2013р. Формат 60x84/16. Папір офсетний.
Друк. офсетний. Гарнітура Таймс. Умов. друк. арк. 8,0. Облік.-вид. арк. 10.
Тираж 300 пр. Зам. № 23. Ціна договірна.

Видавничий центр НТУ «ХПІ». Свідоцтво про державну реєстрацію суб'єкта
видавничої справи ДК №3657 від 24.12.2009
61002, Харків, вул. Фрунзе, 21

Друкарня «ФОП Стеценко І. І.»
Свідоцтво про державну реєстрацію ХК № 82 від 22.04.2003 р.
61019, Харків, пр. Ілліча, 103а, кв. 21, тел. (057) 758-17-35
