

Р.Ф.Авраменко, Л.Л.Грачев, В.П.Николаева
**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ
 ЗАКОНОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ**
 Научно-технический отчет. М: НИИРП, 1976.

1. Постановка задачи

1.1. Дифференциальные соотношения для векторов поля \vec{E} и \vec{B} в вакууме

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1) \quad \operatorname{rot}\vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2)$$

в настоящее время принято называть уравнениями Максвелла, хотя на самом деле они представляют только толкование Хевисайдом (1900 г.) ряда уравнений, примененных Максвеллом для описания введенного им понятия поля, как сущности, позволявшей избавиться от понятия дальнего действия.

1.2. В то время как основные фундаментальные законы физики проверены в широком диапазоне параметров экспериментально рядом исследователей с высокой точностью - закон Ньютона и закон эквивалентности с точностью до 10^{-11} , закон Кулона с точностью до 10^{-9} , соотношения (1) и (2) на сегодня не подвергались прямой и убедительной экспериментальной проверке (ранние опыты 1900-х годов не дали каких-либо надежных количественных результатов, особенно применительно к (1)).

1.3. Общая убежденность в справедливости соотношений (1), (2) основана, по-видимому, на факте существования (и широкого использования) «электромагнитных» волн и на безусловной справедливости открытых Фарадеем экспериментально интегральных законов «электромагнитной индукции».

1.4. Однако детальный анализ основ электродинамики показывает, что ни факт существования в вакууме неких волновых процессов, удовлетворяющих волновому уравнению (для, скажем, 4-х потенциалов поля $\square(A, \varphi) = 0$), ни факт наблюдения в индукционных явлениях разности потенциалов U на концах проводника (и протекания тока через замкнутую цепь) в соответствии с соотношением

$$U = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (3)$$

где Φ - магнитный поток, охваченный контуром проводника, не дают возможности логически безупречно и однозначно ответить на вопрос о причине, вызывающей наблюдаемое перемещение носителей заряда.

1.5. Обычным толкованием явления индукции Фарадея является утверждение о том, что вокруг (и внутри) переменного во времени магнитного потока возникает электрическое поле с замкнутыми силовыми линиями, так, что

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (4)$$

Но поскольку прямых локальных, удовлетворяющих аксиоматике теории поля, измерений индукционного поля \vec{E} , создаваемого переменным магнитным потоком, до последнего времени не проводилось,¹ следует ограничиться более осторожным суждением - опытные данные, как и во времена Максвелла, говорят лишь о том, что $\oint \vec{e}_{\text{стор}} d\vec{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$, где $\vec{e}_{\text{стор}}$ - в общем случае сторонняя (по отношению к классической теории электромагнетизма), «электродвижущая сила»,² которая не обязательно должна сводиться к силе $\vec{F} = e\vec{E}$, действующей на единичный (и неподвижный) локальный пробный заряд e .

¹ Отметим со ссылкой на [1], что факт работы бетатрона отнюдь не доказывает наличия в каждой точке орбиты электрона (электронной квантовомеханической волны) силы $\vec{F} = e\vec{E}$, действующей на локальный неподвижный пробный заряд.

² Именно этим понятием и оперировал сам Максвелл [2].

1.6. Действительно, химические, термоэлектрические и т.п. источники тока основаны на действии $\vec{\varepsilon}_{\text{стор}}$,³ имеющей, как это общепризнано, квантовомеханическое происхождение, хотя наблюдаемое внешнее проявление этой ЭДС такое же, как проявление и ЭДС индукции - на концах проводящей цепи возникает разная плотность носителей зарядов, при замыкании цепи течет ток и т.п.

Хорошо известна и на опыте наблюдалась и другая ЭДС - гравитационно-инерциального происхождения (опыты Стюарта-Толмена и др.).

И если в рамках классической электродинамики учитывается лишь одно свойство пробного тела - его заряд (напомним, что теория поля базируется на фундаментальном понятии малого локального пробного тела, не нарушающего свойств и величины поля), то для построения теории «сторонних ЭДС» надо учитывать и такие неустраняемые и фундаментальные свойства пробного тела, как комплексная амплитуда волновой функции $\psi = \xi e^{i\theta}$ масса m и др.

1.7. В то же время отметим, что известные на сегодня носители заряда, пригодные для «использования» в качестве пробного тела, обязательно имеют наряду с зарядом массу, волновые свойства и др.

Т.е. в общем случае мы лишены возможности в реальных (а не мысленных) опытах раздельно наблюдать взаимодействие только заряда пробного тела с внешним электрическим полем.

1.8. Итак, известные опытные данные на сегодня позволяют дать лишь самую общую трактовку электромагнетизма: «под действием переменного магнитного потока в материальных телах может возникать ЭДС, приводящая к разделению зарядов и протеканию в цепи электрического тока»⁴

Нет экспериментов (или других данных), убедительно показывающих, что указанное изменение плотности носителей зарядов и протекание тока происходит под действием именно силы $\vec{F} = e\vec{E}$ (т.е. действующей на заряд пробного тела), а не под действием, скажем, в возникающей в этих условиях гравитационной силы (сознательно утрируем) $\vec{F} = e\vec{A}_g$ (\vec{A}_g - возникающее гравитационное инерционное поле) или под «действием» некоей модуляции волновой функции ψ носителей заряда (понятие силы с появлением волновой механики потеряло свою наглядность).

1.9. В этой ситуации большой интерес представляет постановка прямых опытов по наблюдению электрического индукционного поля с помощью неподвижных локальных датчиков, в соответствии с требованиями аксиоматики, заложенной в понятие электромагнитного поля.

1.10. При постановке опытов следует иметь в виду по крайней мере следующие возможности, в той или иной мере вытекающие из анализа трудностей современной классической и квантовой электродинамики:

а) ЭДС в явлениях индукции имеет не электрическое происхождение (т.е. $\vec{E}_{\text{инд}} = 0$) однако распределение «сторонних сил», соответствующее этой ЭДС, может быть описано дифференциальными (локальными) соотношениями вида

$$\text{rot}\vec{\varepsilon}_{\text{стор}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6)$$

При этом реальной силой, действующей на пробное заряженное тело, отвечал бы только второй член в известном выражении $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi$, связывающем \vec{E} с (\vec{A}, φ) , т.е. всегда

³ Совершающей работу, кстати говоря, против силы $\vec{F} = e\vec{E}$, неизбежно возникающей при разделении зарядов «силой» сторонней ЭДС.

⁴ Включая и токи смещения.

$\vec{E} = -\nabla\varphi$, в то время как поле $\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ не адекватно силе, действующей на заряд, хотя быть может и вызывает «силу», действующую на другие наблюдаемые параметры пробного тела - скажем, массу.

б) ЭДС индукции имеет неэлектрическое происхождение (т.е. $\vec{E}_{\text{инд}} = 0$) и не описывается локальными дифференциальными соотношениями. В этом случае результаты опытов будут существенно зависеть от интегральных свойств пробного тела (датчика поля) и экспериментальной установки в целом.

в) Наблюдаемая ЭДС тождественна силе $\vec{F} = e\vec{E}$, возникающей в соленоидальном индукционном поле. Отметим, что в то же время нет нужды проверять интегральный закон Фарадея $\oint \vec{\varepsilon}_{\text{стор}} d\vec{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$.

1.11. Методика постановки опытов должна исходить из требования различить перечисленные возможности.

Вместе с тем необходимо четко разграничить круг электродинамических соотношений, подлежащих проверке, и соотношения, многократно проверенные экспериментально и, безусловно, относящиеся к фундаментальным физическим основам электродинамики.

Исходные соотношения, используемые при постановке экспериментов и их возможных объяснениях

1.12. В условиях квазистационарного поля $\vec{E} = \vec{E}(t)$ (в том числе индукционного происхождения) с высокой точностью выполняется условие эквипотенциальности для хороших проводников (односвязных), если размеры последних $l_{\text{п}} \ll \lambda$, где λ - длина волны электромагнитных колебаний, т.е. все точки внутри проводника имеют одинаковый потенциал.

Иначе говоря, речь идет о ситуациях, когда ток через проводник мал и падением напряжения на индуктивном сопротивлении проводника можно пренебречь ωL .

1.14. Любое материальное тело (и прежде всего проводник) обладает неустранимой фундаментальной собственной емкостью (а в присутствии других тел - частичной емкостью) «на бесконечность» C_{∞} , величина которой по порядку величины равна максимальному габаритному размеру тела (для шара радиуса $R - C_{\infty} = R$).

Емкости на бесконечность могут образовывать (замыкать) часть контура (цепи), составленного из тех или иных проводников и других элементов.

1.15. В условиях действия сторонней ЭДС точки 1,2 внутри проводника имеют не равные друг другу потенциалы φ_1 и φ_2 связанные интегральным соотношением вида

$\varphi_2 - \varphi_1 = \int_1^2 \vec{\varepsilon}_{\text{стор}} d\vec{l}$ (см., например, распределение потенциала в цепи, содержащей химические источники тока).

1.16. С учетом п. 1.14 в экспериментальную программу по локальному измерению $\vec{E}_{\text{инд}}$ необходимо включить опыты, при которых возможно практически устранить влияние емкости C_{∞} пробного тела (датчика) на результаты измерений. Так, если контур «часть емкости на ос - проводник (датчик) - часть емкости на « ∞ » охватывает поток Φ , следует ожидать (и опыт это подтверждает) появления сигнала на датчике вследствие справедливости интегрального закона $\oint \vec{\varepsilon}_{\text{стор}} d\vec{l} = U_{\text{в}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$.

Описание установки

1.17. Отправной точкой для описываемых ниже опытов является классическое описание индукционного поля, возникающего вокруг магнитопровода с высоким μ канализирующего

переменный во времени магнитный поток. В этом случае индукционное поле существует в областях пространства, где $\vec{B} = 0$, но существует изменяющийся во времени векторный магнитный потенциал $\vec{A}(t)$, связанный с индукционным полем уравнением $\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$.

Хорошо известно, что индукционное электрическое поле $\vec{E}_{\text{инд}}$ вокруг такого магнитопровода описывается теми же математическими законами, что и поле \vec{B} электрического тока, проходящего по проводнику с той же конфигурацией, что и рассматриваемый магнитопровод [3]. Так, для прямолинейного, достаточно длинного магнитопровода, так же как и для прямолинейного провода с током, поля \vec{E} и \vec{B} соответственно, в хорошем приближении описываются в цилиндрической системе координат аксиальными окружностями с законом убывания поля по радиусу $\sim 1/r$.

С учетом замкнутости как реальных токов, так и реальных магнитных потоков известны точные решения (в виде эллиптических интегралов) для полей, создаваемых кольцевым током или кольцевым магнитопроводом (см. приложение П1). На близких расстояниях от оси магнитопровода можно пользоваться законом $\sim 1/r$, на значительных - необходимо использовать точные решения.

1.18. Схема установки приведена на рис.1. Установка состоит из двух функциональных частей: источника индукционного поля и емкостного датчика.

Источником индукционного поля является тороидальный магнитопровод с возбуждающей обмоткой. В качестве магнитопровода использовалось кольцо,⁵ навитое из стальной ленты шириной 25 мм, диаметр магнитопровода 660 мм, сечение $[25 \times 30]$ мм². Возбуждение на магнитопровод подается по схеме, показанной на рис.2.

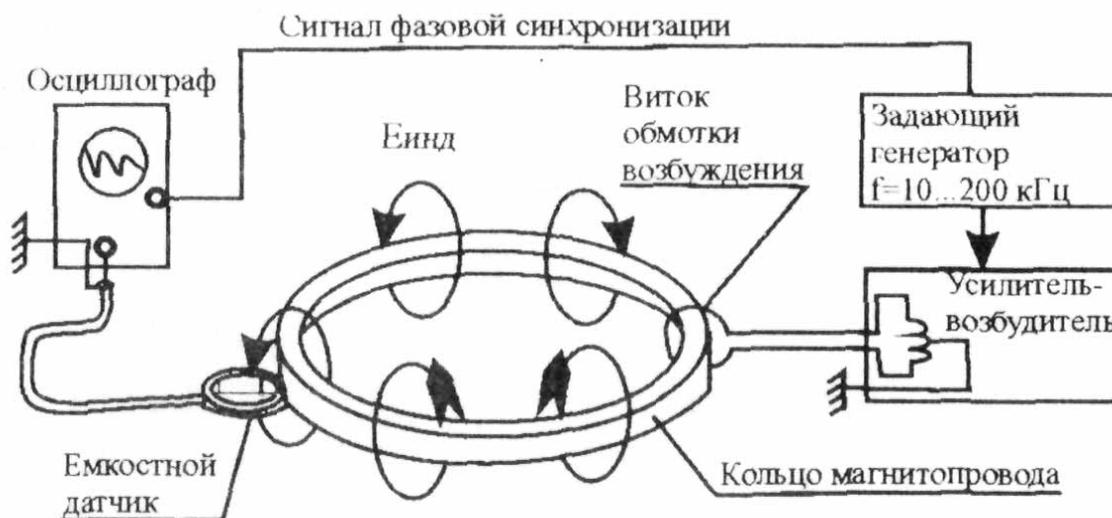


Рис.1. Схема установки.

Частота генерируемых колебаний может меняться от 10 кГц до 200 кГц. Максимальное витковое напряжение 8 В. Изменение виткового напряжения $U_v = \oint \vec{E}_{\text{инд}} d\vec{l}$ вдоль магнитопровода приведено на рис.3 (витковое напряжение изменяется из-за наличия рассеяния магнитного потока).

⁵ Здесь и далее дается описание одного из ряда вариантов выполнения экспериментальной установки. В других вариантах использовался магнитопровод из феррита различных сечений и диаметров, датчики другой конфигурации и размеров.

Результаты, полученные при других вариантах исполнения экспериментальной установки, аналогичны описываемым.

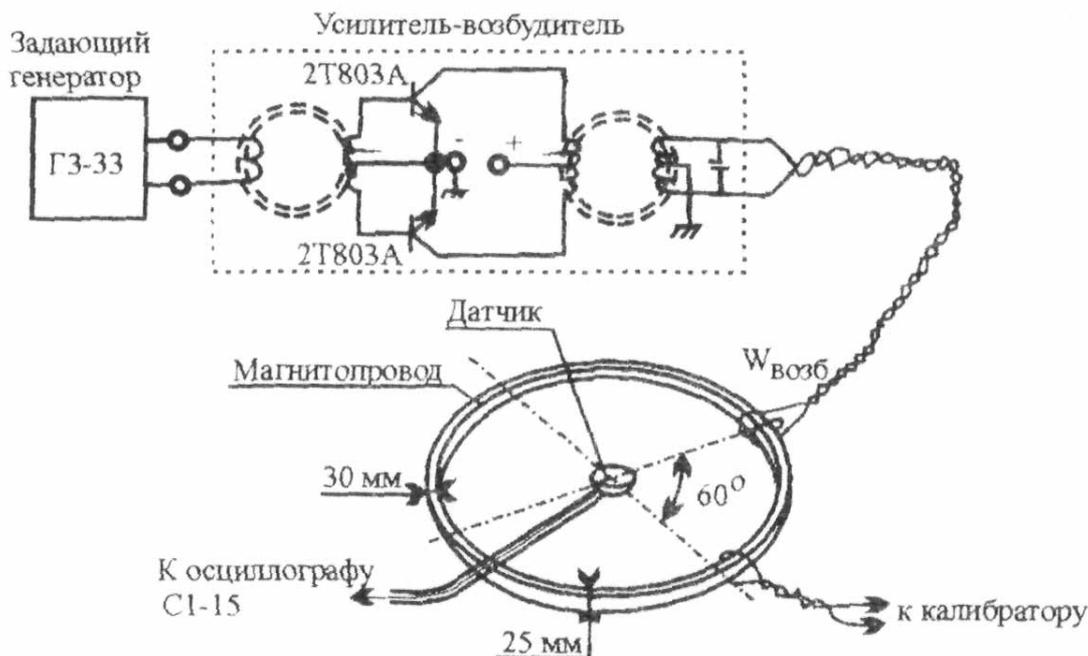


Рис.2. Схема возбуждения магнитопровода

1.19. Для измерения локальной напряженности индукционного поля использовался так называемый емкостной датчик [1,4] - устройство в виде двух тонких параллельных проводящих пластин площадью S , помещаемых своими плоскостями перпендикулярно измеряемому полю (рис.4). Площадь пластин и расстояние между ними выбираются исходя из требований

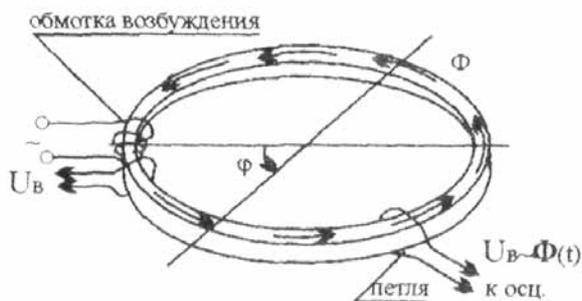
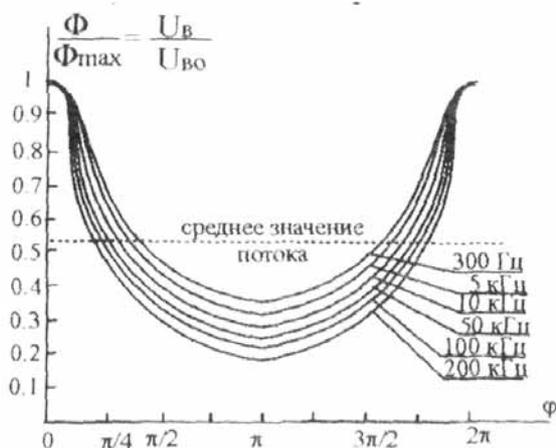


Рис.3. Изменение виткового напряжения вдоль магнитопровода на различных частотах.

получения заданной чувствительности и, с другой стороны, требования внесения минимальных искажений в измеряемое поле. Пластины соединяются друг с другом через цепь измерительного прибора, в частности, между пластинами может быть физически размещен входной каскад транзисторного усилителя. Одна из пластин («холодная») обычно соединяется с общим заземлением установки.

Работа датчика рис.4а основана на том, что при помещении его в поле $\vec{E} = \vec{E}(t)$ на поверхности «горячей» пластины возникает плотность заряда $\sigma = \vec{E}(t)$, причем полный заряд $q(t) = S\sigma(t)$ имеет возможность перетекать под действием поля (силы) $\vec{E}(t)$ с пластины на пластину через входную цепь измерительного прибора (в простейшем случае - осциллографа, см., например, [4,5]).

Измерение индукционного электрического поля в описываемом опыте осуществлялось емкостным датчиком, состоящим из двух металлических пластин диаметром 35 мм, расстоянием между пластинами 1.5 мм, заполненным диэлектриком (стеклотекстолит). Конструктивная схема датчика приведена на рис.4. Сигнал с емкостного датчика через отрезок тонкого экра-

нированного кабеля длиной ~1.5 м подается на осциллограф С1-15 (чувствительность 50 мкВ/см).

Подобный датчик, удовлетворяя требованиям «малого пробного тела», в то же время полностью эквивалентен по возможности обнаружить переменное $\vec{E} = \vec{E}(t)$ одиночному малому заряженному телу. Последнее в переменном поле будет совершать колебательное движение вдоль линии вектора \vec{E} , причем этому движению соответствует некоторый измеримый переменный ток, аналогичный току между пластинами конденсаторного датчика.

Подчеркнем, что для работы датчика существенно лишь, чтобы составляющая поля $\vec{E}_\perp(t)$ на поверхности «горячей» пластины была отлична от 0.

1.20. Контроль работоспособности и калибровка емкостного датчика производились следующим образом. С помощью вторичной обмотки из одного витка произвольной геометрии, охватывающего магнитопровод, возбуждаемый от схемы запитки рис.2, снимается сигнал, который подается на 2 профильных электрода, в зазоре между которыми создается переменное «кулоновское» поле с той же локальной геометрией, напряженностью и частотой, что и подлежащее измерению индукционное поле. Электроды удалены от магнитопровода на достаточно большое расстояние, так чтобы не было прямого влияния $\vec{E}_{инд}$. Схема калибровки поясняется на рис.5.

Существенно отметить, что при калибровке показания датчика практически не зависят от площади пластин, если поперечник этих пластин превышает расстояние между ними.

Таким образом, при проведении экспериментов калибровочное поле имело ту же частоту ω , что и измеряемое индукционное поле (10...200 кГц), а интенсивность его можно было устанавливать равной интенсивности ожидаемого $\vec{E}_{инд}$.

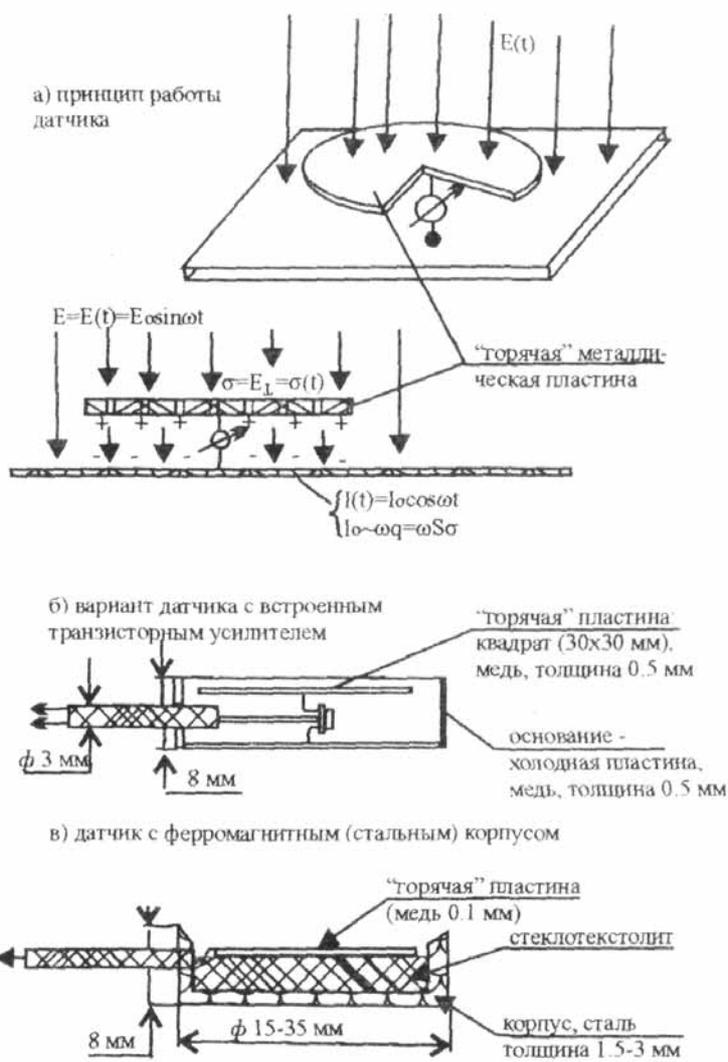


Рис.4. Емкостной датчик.

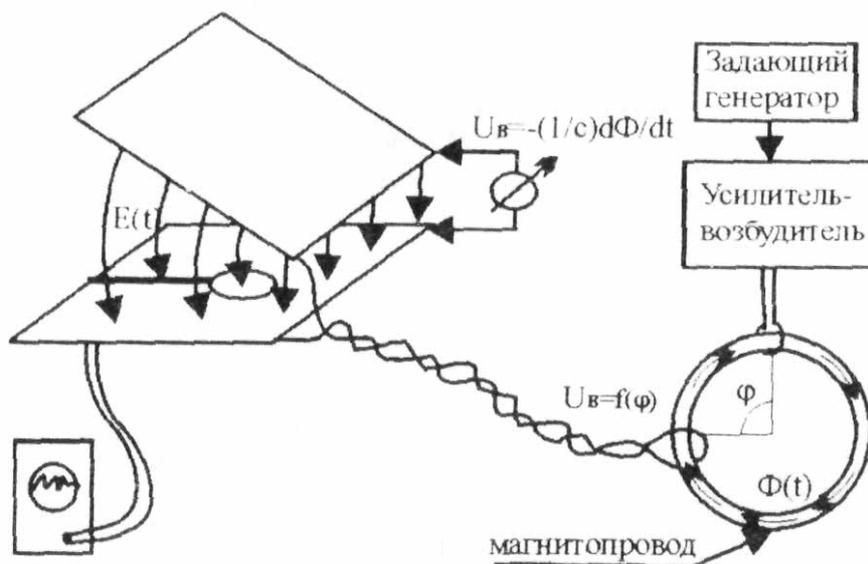


Рис.5. Схема калибровки

1.21. Определенные (но преодолимые) затруднения в постановке опытов по измерению $\vec{E}_{инд}$ вызывает то обстоятельство, что магнитопровод был изготовлен (навит) из ферромагнитной ленты и имел квадратное сечение. При этом неизбежно возникновение на поверхности магнитопровода значительных и практически трудно контролируемых поляризационных сигналов [1,3] - отличных от нуля переменных плотностей зарядов, создающих вблизи магнитопровода кулоновское поле $\vec{E}_{кул}$, накладывающееся на измеряемое $\vec{E}_{инд}$.

В описываемых опытах влияние этого поля $\vec{E}_{кул}$, убывающего с расстоянием от оси магнитопровода, по крайней мере, как поле диполя, устранялось либо проведением измерений на достаточном удалении от магнитопровода, либо созданием контролируемых условий путем охватывания части магнитопровода проводящей лентой, не образующей, однако, гальванически замкнутого витка (см. п.2.5).

II. Описание эксперимента

Опыт, свидетельствующий о несостоятельности современных представлений об индукционном электрическом поле

2.1. Как уже отмечалось, поле $\vec{E}_{инд}$ вблизи магнитопровода должно было бы иметь вид концентрических окружностей с центром на оси магнитопровода (аналогично полю \vec{B} , создаваемому линейным током I).

Если магнитопровод расположить непосредственно над проводящей плоскостью Э₁ (лист металла, толщина которого превышает толщину скин-слоя), то, используя метод зеркального отображения (считая, что с другой стороны плоскости расположен аналогичный магнитопровод), можно определить поле в верхней полусфере (рис.6). Очевидно, что это электрическое поле будет близко по геометрии к полуокружностям, а интенсивность его возрастет вдвое по сравнению с исходным полем без проводящего экрана (см. также приложение II-2).

Естественно, поле останется симметричным относительно плоскости Y (рис.6), перпендикулярной экрану и проходящей через ось магнитопровода.⁶

⁶ Отклонения геометрии поля от аксиальной могут быть учтены в соответствии с П1 (за счет влияния поля удаленных частей кольцевого магнитопровода). В рассматриваемом конкретном исполнении опыта связанная с этим поправка интенсивности поля во всяком случае не превышает 50%

Нормальная составляющая \vec{E}_\perp вызовет появление на экране Э поверхностной плотности заряда $\sigma = \vec{E}_\perp$, величина которой будет зависеть от расстояния r от оси магнитопровода по закону $\sim 1/r$

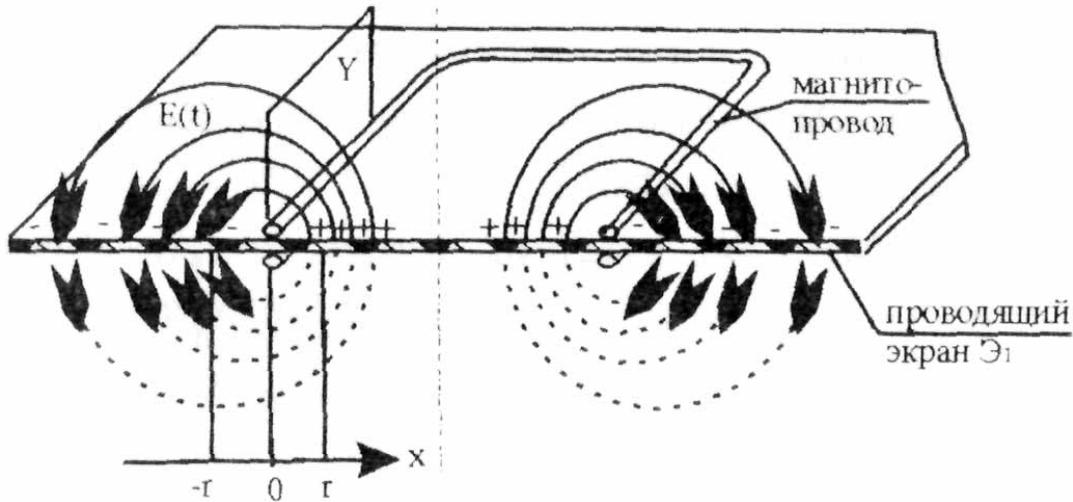


Рис.6. Электрическое поле в присутствии проводящего экрана.

2.2. Итак, согласно классическим представлениям в рассматриваемой ситуации должно наблюдаться одинаковое по интенсивности поле \vec{E} на одинаковых расстояниях справа и слева магнитопровода и соответствующая этому полю плотность $\pm\sigma$ поверхностных зарядов на проводящем экране. Степень приближения к условию полной симметрии, очевидно, тем больше, чем больше поперечник магнитопровода по сравнению с расстоянием от оси магнитопровода до точек измерения $\vec{E}(t)$ и $\sigma(t)$.

2.3. Важно напомнить, что в рамках классической теории поля задание локального распределения $\vec{E} = \vec{E}(t)$ у поверхности экрана полностью определяет токи, напряжения и другие изменяемые непосредственно вблизи этой поверхности тем или иным, не искажающим поле, датчиком величины, так что в рамках задачи заданного поля уже нет необходимости (точнее недопустимо) при рассмотрении работы датчика вновь возвращаться к граничным условиям, уже использованным при нахождении этого поля.

Датчик, выполненный в соответствии с п. 1.19, должен был бы давать одинаковые по модулю показания при расположении его на одинаковом расстоянии справа и слева магнитопровода.

2.4. Описываемый ниже эксперимент (показавший полное отсутствие симметрии показаний датчика справа и слева от магнитопровода) был поставлен с целью определить как справедливость классических дифференциальных уравнений поля, так и, прежде всего, саму возможность описать явление электромагнитной индукции в рамках любых локальных теорий.

2.5. При использовании реального магнитопровода сечения $2.5 \times 3.0 \text{ см}^2$, навитого из пермаллоевой ленты и имеющего форму тора диаметром 66 см, задача измерения датчиком полей вокруг магнитопровода осложняется указанным выше явлением поляризации анизотропного проводящего материала (пермаллоя).

В реальном эксперименте, поясняющемся рис.7, участок магнитопровода, около которого в точках 'а' или 'б' располагался датчик, закрывался дополнительным профилированным проводящим экраном Э_д (материал - листовый алюминий, толщина 2 мм), который соединялся гальванически с заземленной пластиной Э₁ с одной из сторон участка магнитопровода, в то время как с другой стороны экран Э_д был изолирован от заземленной пластины с тем, что-

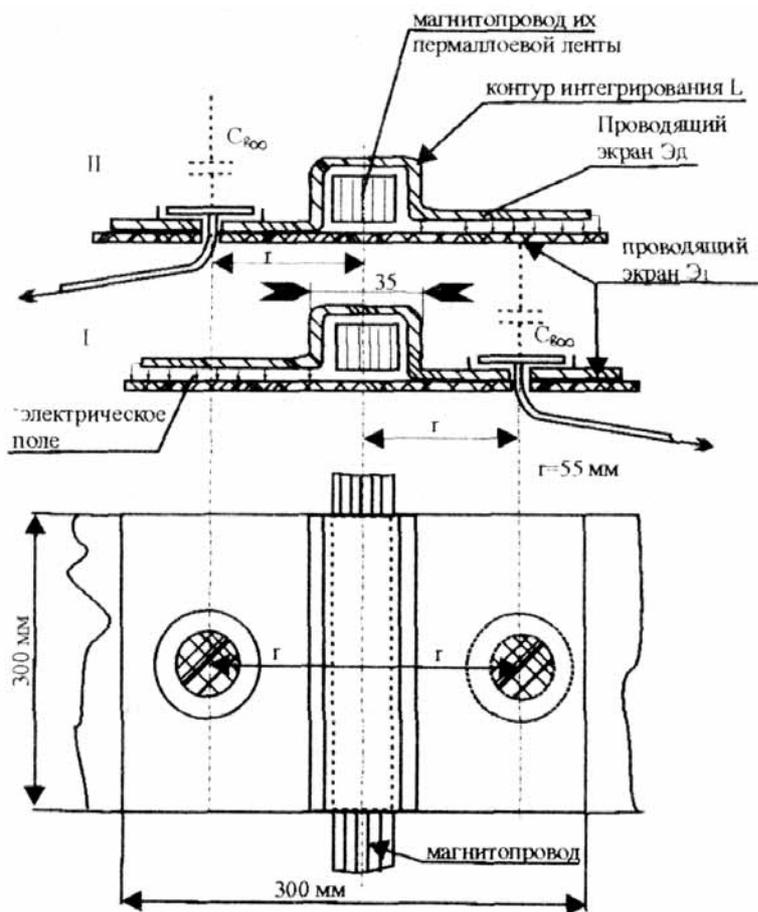


Рис.7. Схема экспериментов с дополнительным экраном Эд.

были бы отличаться лишь полярностью (фазой «0...π»).

2.6. Отметим, что идущие от датчика проводники (кабель) располагались на поверхности заземленной пластины Э₁, или проходили под ней, вне зоны действия переменного электрического поля. Толщина пластины Э₁ составляла 2-3 мм (материал - Al), так что на рабочих частотах установки 10...200 кГц она существенно превышала толщину скин-слоя.

2.7. Измеренные в опыте сигналы, зарегистрированные датчиком, составляли (по отношению к номинальному, измеренному внутри кольца значению поля E₀ без экрана Э_д): I - справа (внутри кольца магнитопровода) 0,5E₀; II - слева (вне кольца) 0,02...0,03 E₀.

Точность измерений составляла ±3% уровень фоновых (синусоидальных) сигналов ~0,015E₀, измерение производилось на частоте f=20 кГц.

2.8. Таким образом, отношение сигналов, наблюдаемых в двух вариантах эксперимента, локально подобных с точностью до зеркальной инверсии, оказалось 1:20(30), в то время как концепция локального $\vec{E}_{инд}$ допускает различие не более чем в 2 раза, причем это различие должно исчезать при увеличении длины магнитопровода.

2.9. Обратим внимание на следующее обстоятельство. Поскольку в классической теории индукционное поле $\vec{E}_{инд}$ локально не отличимо от кулоновского поля, создаваемого реальными зарядами, в рамках этой теории следует полагать, что внесение экрана Э_д приводит к такому перераспределению поля, что витковая разность потенциалов $U_{д} = \oint \vec{E}_{инд} d\vec{l} = \oint (\vec{E}_{инд} + \vec{E}_{кул}) d\vec{l}$ при обходе по контуру L (рис.7, через металл экрана Э_д и заземленного листа Э₁) полностью сосредоточена в зазоре между экраном Э_д и листом Э₁, поскольку металл в квазистационарном поле с высокой точностью можно считать эквипо-

бы избежать «короткозамкнутого витка». В направлении оси магнитопровода протяженность экрана была 20...30 см, что позволяло пренебречь краевыми эффектами.

Экран Э_д позволял полностью устранить влияние полей, связанных с конкретной структурой магнитопровода (кулоновских полей от поляризации материала магнитопровода) на датчик, располагавшийся в точках 'а' и 'б'.

Хотя данный экран существенно изменял структуру и величину индукционного поля, на которое накладывалось кулоновское поле зарядов, наведенных на поверхности экрана, это изменение поля при положениях экрана Э_д I и II, использовавшихся в опыте, было зеркально-симметричным. При этом показания датчика, всегда размещавшегося в фиксированном положении относительно экрана, должны

тенциальным.⁷ В этом зазоре возникает значительное кулоновское поле, суммирующееся с исходным полем $\vec{E}_{\text{инд}}$. Вне зазора поля $\vec{E}_{\text{кул}}$ и $\vec{E}_{\text{инд}}$ практически полностью компенсируют друг друга.⁸ Следовательно, абсолютные показания датчика должны были бы быть малы как в ситуации I, так и в ситуации II (п.2.7).

2.10. Значительный сигнал с датчика в ситуации I (п.2.7) говорит о том, что потенциал датчика и обращенной «вверх» стороны экрана \mathcal{E}_1 в этом положении относительно « ∞ » существенно не нулевой, что не совместимо с описанием индукционных явлений с помощью поля $\vec{E}_{\text{инд}}$, локально эквивалентного кулоновскому полю $\vec{E} = -\nabla\varphi$.

2.11. Для того, чтобы убедиться, что датчик реагирует на собственный переменный потенциал относительно « ∞ », был поставлен контрольный опыт, поясняющийся на рис.8.

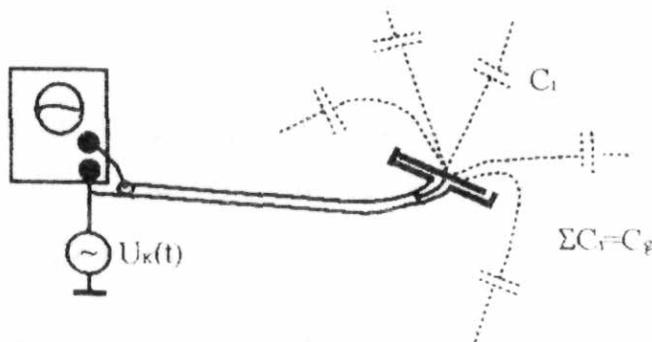


Рис.8. Схема контрольного опыта.

На датчик и регистрирующий прибор (осциллограф) подавалось напряжение $U_k = U(t)$ относительно заземления от генератора синусоидальных колебаний. Датчик был удален от окружающих предметов на максимально возможное расстояние, ограничиваемое длиной кабеля 1...3 м.

Опыт показал, что в этой ситуации показания датчика постоянны, не зависят от его ориентации по углам и хорошо согласуются с расчетным значением, полученным исходя из учета интегрального эффекта - собственной емкости «горячей» пластины датчика на « ∞ ».

Другими словами, датчик реагирует на разность потенциалов между точкой пространства, где он расположен, и потенциалом « ∞ » (бесконечно удаленных объектов).

2.12. Если вернуться теперь к ситуации I описываемого опыта, мы должны сделать вывод, что отличие от нуля потенциала в месте расположения датчика обусловлено тем, что металл в «индукционном поле» не является эквипотенциальной средой - в нем распределена сторонняя ЭДС неэлектрического происхождения (но сводящаяся к силе Лоренца - $\vec{F} = e\vec{E} + (e/c)\vec{V} \times \vec{B}$).

Принципиально неустранимая внешняя емкость «горячей» пластины датчика на « ∞ » вместе с проводящими элементами экранов образуют контур, охватывающий переменный магнитный поток. Интеграл от сторонней ЭДС в этом контуре равен витковому напряжению U_v которое, по существу, делится в емкостном делителе, составленном емкостью $C_{\text{до}}$ и обычной внутренней емкостью элементов датчика, кабеля и входной емкостью осциллографа.

Наличие фундаментальной внешней емкости у любых материальных тел обеспечивает выполнение интегрального закона индукции $U_v = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ и в «разомкнутом» контуре.

Заметим, что в ситуации II п.2.7, контур, образованный внешней емкостью, практически не охватывает поток Φ , так что ЭДС в контуре близка к нулю, что и подтверждается мини-

⁷ В той мере, в которой мы можем пользоваться цилиндрической симметрией задачи.

⁸ См. однако, п.3.1.

мальными показаниями датчика, близкими к достижимому уровню фоновых сигналов.

2.13 Следует отметить также, что в условиях данного опыта (рис.7) точки верхней и нижней стороны листа \mathcal{E}_1 имеют различные потенциалы относительно «верхней полусферы» и «нижней полусферы», а именно: датчик снизу листа дает нулевые показания на всей нижней поверхности. Это обстоятельство существенно отличает явления при проверке датчика по п.2.7 и явления в эксперименте с «индукционным полем».

Опыты, подтверждающие гипотезу о неэквипотенциальности проводников в условиях «электромагнитной индукции» и интегральный (нелокальный) характер законов электромагнетизма

2.15. Возникновение сторонней ЭДС $\vec{\varepsilon}_{\text{стор}}$ в проводнике, помещенном вблизи переменного магнитного потока $\Phi=\Phi(t)$ и ее связь с внешней емкостью датчика приводят к ряду следствий, несовместимых с классической электродинамикой, которые возможно непосредственно проверить в эксперименте:

1. Справедливость интегрального закона $\oint \vec{\varepsilon}_{\text{стор}} d\vec{l} = U_{\text{в}}$ позволяет сделать вывод о том, что потенциал (и соответственно показания) датчика при перемещении его в плоскости кольцевого магнитопровода должен быть практически постоянен внутри кольца и спадать к нулю вне его, вне зависимости от диаметра магнитопровода (см. рис.9).

Действительно, только на участке cd рис.9 следует ожидать вклада сторонней ЭДС в инте-

$$\text{грал } \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\varepsilon}_{\text{стор}} d\vec{l} = U_{\text{в}}$$

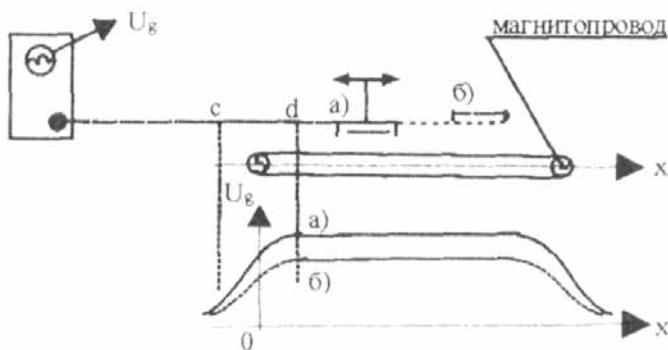


Рис.9. Ожидаемая зависимость показаний датчика при $E_{\text{инд}}=0$, $\varepsilon_{\text{стор}}=0$ в плоскости магнитопровода.

2. Изменение внешней емкости как в количественном отношении, так и прежде всего в отношении пространственного распределения «токов смещения», протекающих через эту емкость, должны существенно влиять на показания датчика.

2.16. Задача определения внешней собственной емкости тела поддается аналитическому решению только в простейших случаях. Однако, не вникая в детали проблемы, можно высказать ряд достаточно точных суждений о характере «распределения» этой емкости в ряде важных случаев.

Так, очевидно, что в случае датчика, расположенного на поверхности достаточно большого (по сравнению с размерами «горячей» пластины датчика) заземленного листа металла, частичная емкость между этой пластиной и удаленными телами, расположенными в верхней полусфере, должна быть существенно больше, чем емкость на такие же тела, расположенные в нижней полусфере. Ситуация поясняется рис.10.

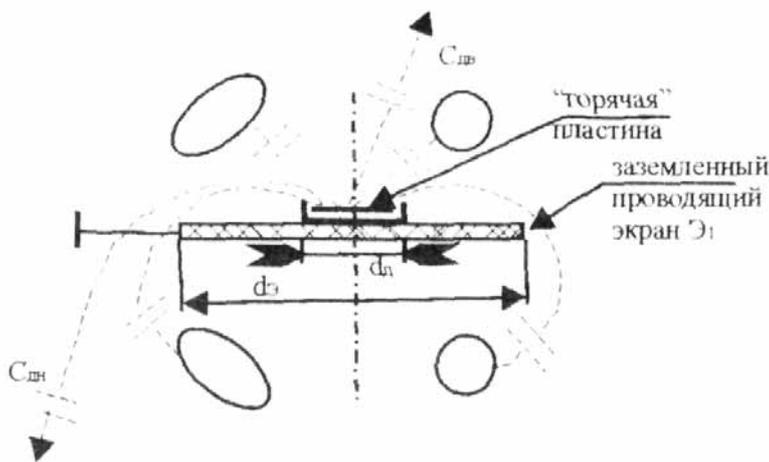


Рис.10. Собственная емкость «горячей» пластины датчика при наличии экрана.

Удобно ввести понятия частичных емкостей «горячей» пластины датчика на «верхнюю» $C_{дв}$ и «нижнюю» полусферы $C_{дн}$ (полупространство). При достаточно большом поперечнике $d_э$ пластины \mathcal{E}_1 рис.10 по сравнению с поперечником «горячей» пластины d_d , очевидно, что $C_{дв} \gg C_{дн}$. Можно пояснить это утверждение, представив распределение в пространстве плотности токов смещения, протекающих через эти емкости: токи смещения с «горячей» пластины датчика предпочтительно замыкаются на близлежащий проводящий экран \mathcal{E}_1 , часть токов уходит на «ос» в верхней полусфере и лишь очень малая часть может обогнуть экран \mathcal{E}_1 и уйти в нижнюю полусферу.

Таким образом, можно сказать, что экран с $d_э \gg d_d$ делает внешнюю емкость датчика односторонней в направлении «верхней» полусферы. Эта направленность будет уменьшаться при уменьшении диаметра экрана,⁹ так что датчик при $d_э = d_d$ должен быть «слабо-направленным».

2.17. Здесь уместно напомнить, что сигнал на датчике, помещенном в однородное кулоновское поле (см. калибровку п. 1.20), не зависит от диаметра экранного листа, находящегося со стороны заземленной пластины датчика,

2.18. Теперь мы можем конкретизировать вторую важную группу следствий новой концепции:

- датчик, расположенный над проводящим экраном, при соотношении диаметра экрана и датчика $d_э \gg d_d$ должен давать практически нулевые показания, если его внешняя емкость $C_{дв}$ не замыкает контур, охватывающий поток $\Phi = \Phi(t)$. То есть показания датчика должны быть много меньше, чем в случае справедливости современных локальных представлений об индукционном электрическом поле, которое должно было бы и в этой ситуации создавать на «горячей» пластине датчика большую переменную плотность заряда $\sigma(t)$ и вызывать протекание тока в цепи датчика (см. приложение П2);

- с другой стороны, при ориентации датчика, обеспечивающей замыкание контура вокруг $\Phi(t)$ внешней емкостью $C_{дв}$ его показания в общем случае (в частности при $d_э = d_d$) могут быть много большими его показаний, ожидаемых на основе классических представлений при помещении датчика в индукционное поле данной интенсивности;

- полярность (фаза сигнала) показаний датчика не должна зависеть от пространственной ориентации его пластин, если он находится вблизи плоскости кольцевого магнитопровода внутри кольца (при этом не меняется мгновенное направление «токов смещения», проте-

⁹ Отметим, что мы принимаем обычное [6] допущение о том, что соединительные провода достаточно тонкие и их влиянием на распределение токов смещения можно пренебречь.

кающих через цепь датчик – емкость $C_{дв}$ - заземление).

2.19. Проведенные опыты полностью подтвердили перечисленные следствия новой концепции. Ниже приводится краткое описание опытов по проверке следствий п.2.18 и сводка основных полученных экспериментальных данных.

2.20. Для всех опытов использовался магнитопровод наибольшего диаметра 66 см с сечением (25×30) мм². Основные измерения проводились с описанным выше датчиком диаметром 35 мм, использовался для контроля и датчик аналогичного устройства с диаметром 15 мм. Для изменения распределения частичных емкостей «горячей» пластины датчика на верхнюю и нижнюю полушеры использовались алюминиевые экранные диски (толщина 2...3 мм) диаметром 10 см, 25 см 50 см. Датчик гальванически соединялся с экранным диском со стороны «холодной пластины, заземленной через оплетку тонкого кабеля, ее соединяющего датчик со входом осциллографа (рис.11).

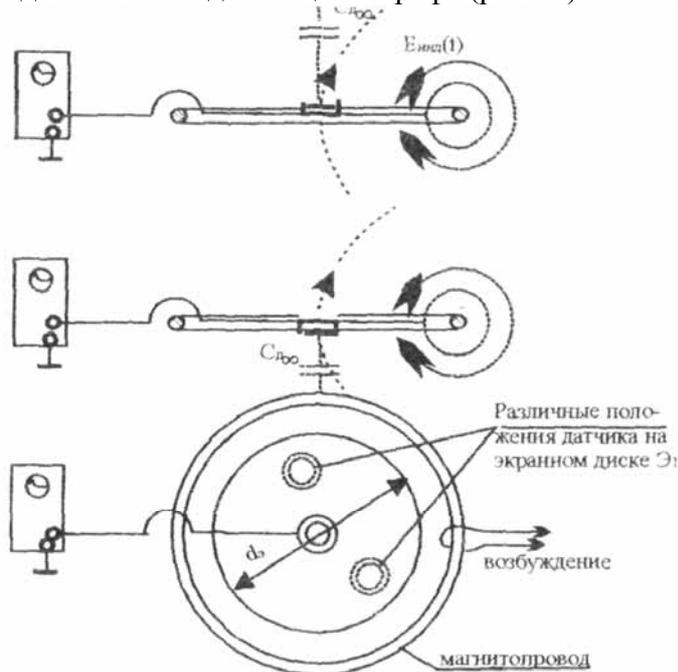


Рис.11. Схема опыта с экранными дисками.

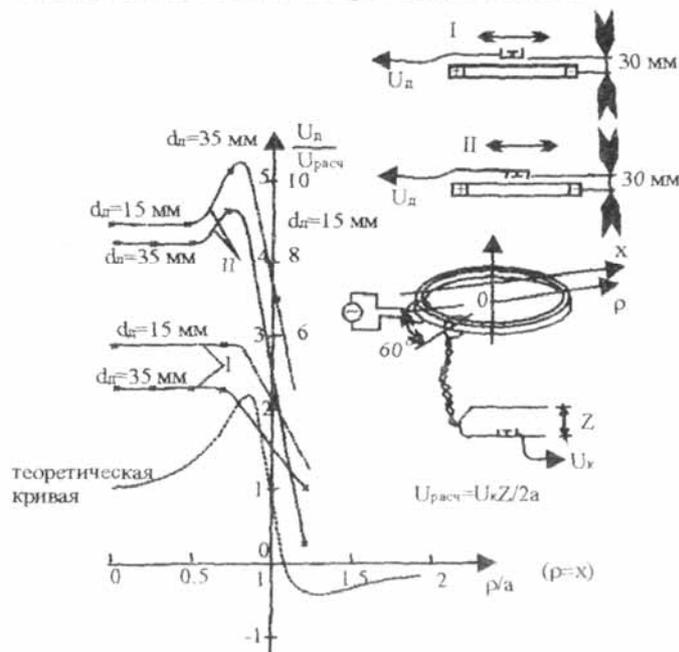


Рис.12. Экспериментальная зависимость показаний датчика при перемещении его параллельно плоскости магнитопровода.

2.21. На рис.12 приведен зависимость показаний датчика (при двух ориентациях от его положения вдоль оси X, параллельной плоскости кольца магнитопровода (датчик перемещался в плоскости, отстоящей от плоскости кольца на 3 см). На этом же рисунке для сравнения приведена теоретическая крива; интенсивности $\vec{E}_{инд}$ внутри кольца.

Из полученных зависимостей следует, что наблюдаемый потенциал датчика внутри кольца практически постоянен и соответствует ЭДС $\geq U_B/2$, действующей при охвате соединительным проводом половины пути вокруг магнитопровода.

Независимость полярности (фазы) сигнала от ориентации датчика подтверждает правильность концепции об определяющем влиянии внешней емкости «горячей» пластины датчика, обеспечивающей замыкание контура для тока вокруг магнитопровода.

На рис.12 для сравнения приведены аналогичные зависимости для датчика диаметром 15 мм. Ось X при измерениях ориентировалась по диаметру магнитопровода, перпендикулярному к направлению на возбуждающую обмотку, с тем чтобы минимизировать влияние неоднородности потока Φ за счет рассеяния. Характерно, что показания датчика при данном его положении практически не зависят от геометрического расположения соединительного кабеля, если при этом не изменялось направление обхода

магнитопровода.

2.22. Для подтверждения факта отсутствия вокруг потока индукционного электрического поля была проведена серия измерений при помещении датчика в плоскости кольцевого магнитопровода, внутри кольца. При этом снимались [графики зависимости сигналов на датчике (2х типов - 35 мм и 15 мм) от диаметра алюминиевого экрана - диска толщиной 2...3 мм, контактирующего с заземленной пластиной датчика и также находящегося в плоскости магнитопровода.

Типичные кривые для случая размещения датчика в центре экрана и всей сборки в центре кольца приведены на рис.13. Центр кольца интересен тем, что в этой области равный вклад в индукционное поле дают все участки магнитопровода.

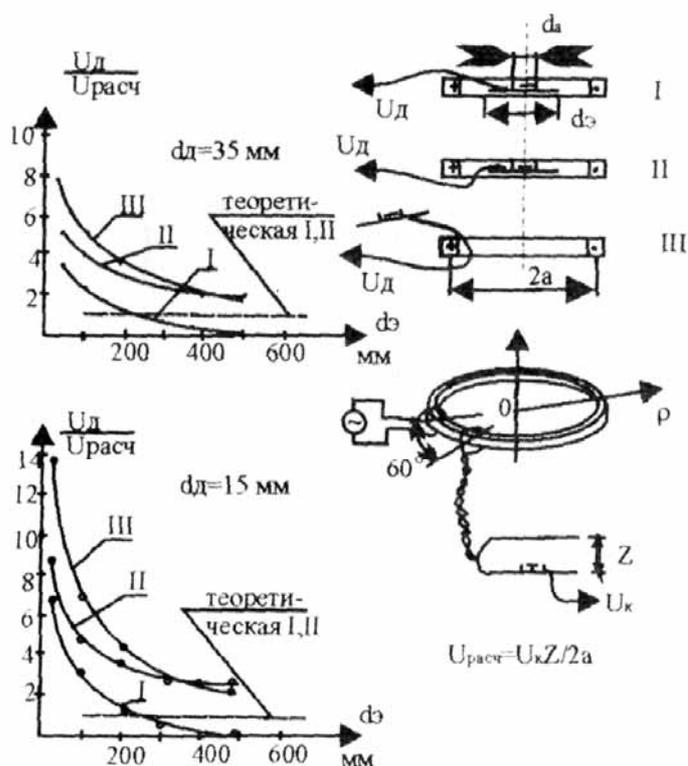


Рис. 13. Экспериментальная зависимость показаний датчика от диаметра экранного диска при положении датчика в центре магнитопровода.

при отсутствии экрана.

Приведенные на рис.13 и выше величины превышения сигнала на датчике по отношению к расчетному значению поля $\vec{E}_{инд}$ соответствуют оценке снизу. Реальные превышения больше примерно в 1,5 раза, поскольку калибровка датчика производилась по среднему значению потока $\Phi(t)$ тогда как при точном расчете поля $\vec{E}_{инд}$ в центре кольца магнитопровода следует учитывать только часть потока, охватывающего эту центральную область. Эта часть потока меньше средней в 1,7 раза, как видно из рис.3 (большая часть рассеянного магнитного поля замыкается вблизи катушки возбуждения и, следовательно, не дает вклада в центре кольца).

Полученные зависимости хорошо согласуются с концепцией изменения величины внешней емкости «горячей» пластины в зависимости от геометрии близлежащих заземленных проводников. Как уже отмечалось выше, большая абсолютная величина показаний датчика (особенно без экрана) объясняется тем, что датчик в условиях опыта приобретает значительный потенциал ($\geq U_B/2$) относительно окружающего пространства (удаленных тел), при этом

При наибольших использованных экранах с диаметром >50 см внешняя емкость «горячей» пластины датчика становится практически однонаправленной (в сторону верхней либо нижней полусферы). При этом, как и ожидалось, датчик дает практически нулевые показания, если эта емкость не замыкает контура вокруг $\Phi(t)$. Подчеркнем, что согласно классическим представлениям на «горячей» пластине датчика при любой ее ориентации «вверх» или «вниз» от заземленного экрана должно существовать значительное индукционное поле (см. приложение П2), которое должно вызывать сигнал на датчике, в десятки раз больше реально наблюдаемого при ориентации «вверх» рис.11.

При ориентации «вниз» (рис.11), когда внешняя емкость замыкает контур вокруг потока $\Phi(t)$, реально наблюдаемый сигнал превышает расчетное значение (см. П1, П2) примерно в 2 раза для экрана максимального диаметра и в 7...10 раз

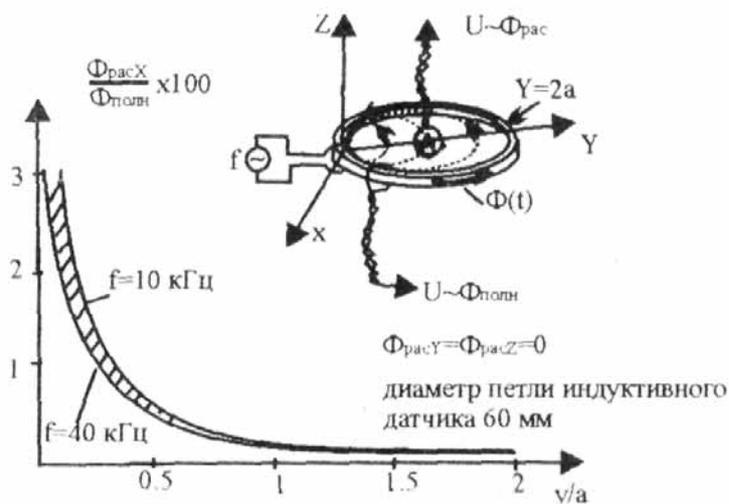


Рис. 14. Зависимость рассеянного магнитного поля от расстояния до обмотки возбуждения вдоль диаметра магнитопровода при частоте возбуждения 10...40 кГц.

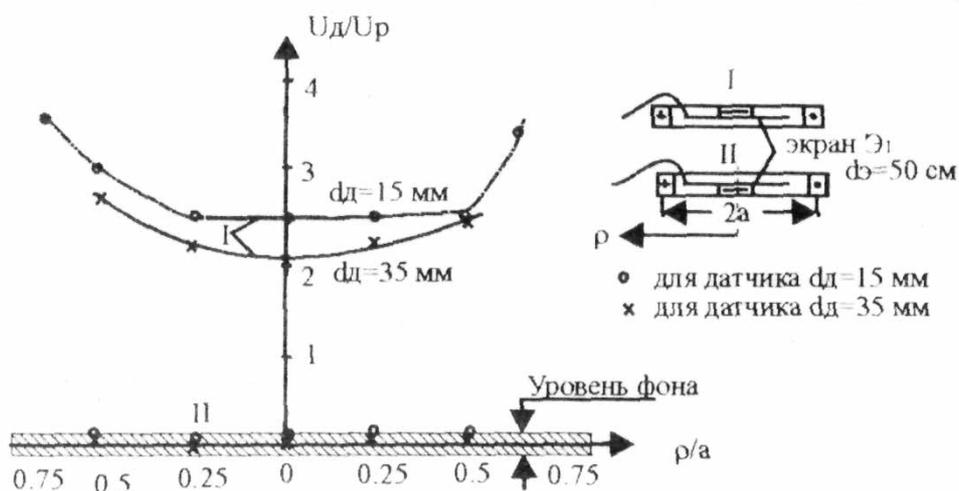


Рис. 15. Зависимость показаний датчика от его положения на экране Э1 ($d_э=50$ см).

III. Основные выводы

3.1. Проведенная впервые прямая количественная экспериментальная проверка показала принципиальную ошибочность классического уравнения электродинамики $rot\vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ и его интегрального эквивалента $\oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$. Электрическое поле, удовлетворяющее этим законам, в явлениях индукции не наблюдается.¹⁰

¹⁰ Вообще говоря, при внимательном рассмотрении проблемы существования индукционного электрического поля $\vec{E} = \vec{F}/e$ можно сделать логически обоснованный вывод о его отсутствии и о существовании в явлениях индукции сторонней ЭДС, основываясь только на общеизвестном факте появления разности потенциалов на концах проводника вторичной обмотки трансформатора и на факте эквипотенциальности проводников в квазистационарных условиях поля $\vec{E}(t)$

датчик, по существу, регистрирует величину кулоновского поля, возникшего от перераспределения зарядов в соединительном кабеле и материале датчика под действием сторонней ЭДС.

2.23. На рис.14, 15 приведены ряд экспериментально снятых зависимостей, могущих оказаться полезными при обсуждении наблюдаемых эффектов.

3.2. В явлениях «электромагнитной» индукции, также как и в химических, термоэлектрических и других источниках тока, действующим началом являются сторонние по отношению к электромагнетизму причины («силы», «ЭДС»), принципиально отличные от силы $\vec{F} = e\vec{E}$.

Эти ЭДС воздействуют не на заряд пробного тела, а на другие его свойства, вызывая появление наблюдаемых электрических явлений - перераспределения зарядов, протекание тока, при этом эти «силы», как известно, действуют против сил кулоновского поля $\vec{E} = -\nabla\varphi$.

3.3. Распределение этих сторонних ЭДС в пространстве вокруг потока $\Phi = \Phi(t)$ существенно определяется интегральными характеристиками установки и пробного тела, а именно - оказалось принципиальным, с какой стороны цилиндрического магнитопровода производятся измерения - с внешней или внутри (реальные магнитные потоки замкнуты), с другой стороны, оказалось, что результат измерений определяется интегральной характеристикой пробного тела - его собственной емкостью на «∞».

$$\text{В то же время безусловно справедливо интегральное соотношение } \oint \vec{\varepsilon}_{\text{стор}} d\vec{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}.$$

Приложение П1

Расчет индукционного электрического поля вокруг тороидального магнитопровода

Во многих монографиях [7,8,9] приводятся формулы для расчета магнитного поля кольцевого тока во всем окружающем его пространстве. Если считать тороидальный магнитопровод бесконечно тонким с радиусом кольца «а», равным среднему радиусу магнитопровода, то исходя из формальной аналогии между вихревым электрическим полем и квазистационарным магнитным полем токов, расчетные формулы для нахождения индукционного поля можно записать в следующем виде :

$$\frac{E_z}{E_{z_0}} = \frac{1}{\pi} \frac{1}{(1-\rho/a)} \left\{ K(h) + \frac{1-(\rho/a)^2}{(1-\rho/a)^2} E(k) \right\}$$

$$\frac{E_\rho}{E_{z_0}} = \frac{1}{\pi} \frac{Z/a}{\rho/a \sqrt{(1+(\rho/a)^2) + (Z/a)^2}} \left\{ -K(h) + \frac{1+(\rho/a)^2 + (Z/a)^2}{(1-\rho/a)^2 + (Z/a)^2} E(k) \right\}$$

где ρ и Z - полярные координаты, совмещенные с центром кольца;

E_z и E_ρ - соответствующие компоненты индуцированного поля;

$E_{z_0} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} \frac{1}{2a}$ - Z-компонента поля в центре кольца ($Z=0, \rho=0$);

$K(k), E(k)$ - полные эллиптические интегралы 1 и 2 рода;

$$k^2 = \frac{4\rho/a}{(1+\rho/a)^2 + (Z/a)^2}$$

На рис.П1-1 приведены рассчитанные по этим формулам зависимости компоненты поля от расстояния до оси кольца в фиксированных плоскостях, параллельных плоскости кольца. На рис.П1-2 приведены зависимости компоненты поля от расстояния до плоскости кольца при фиксированных расстояниях от его оси. И на рис. П1-3 даны зависимости компоненты индуцированного поля от расстояния до оси кольца в фиксированных плоскостях, параллельных плоскости кольца.

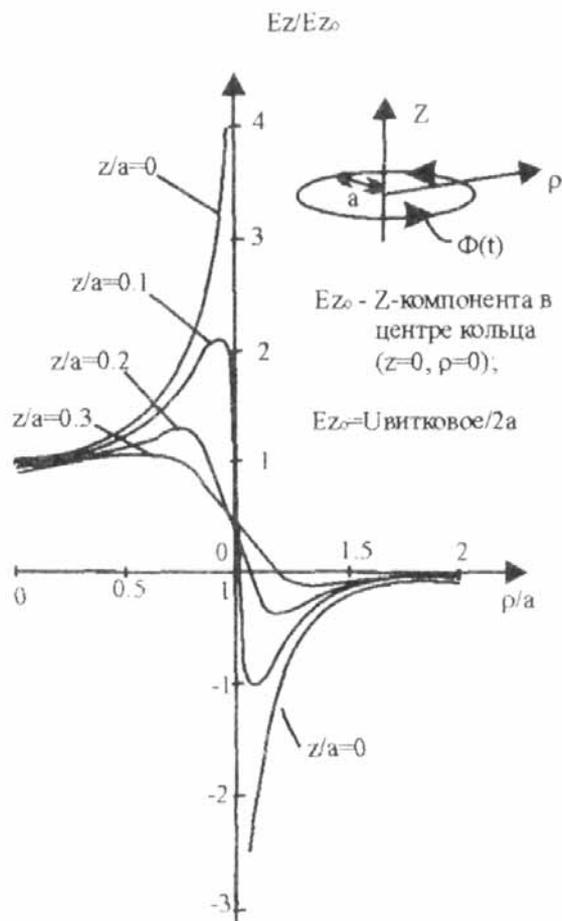


Рис.П1-1. Расчетная зависимость Z-компоненты индукционного электрического поля, возбуждаемого кольцевым магнитным потоком, от расстояния до оси кольца в фиксированных плоскостях, параллельных плоскости кольца.

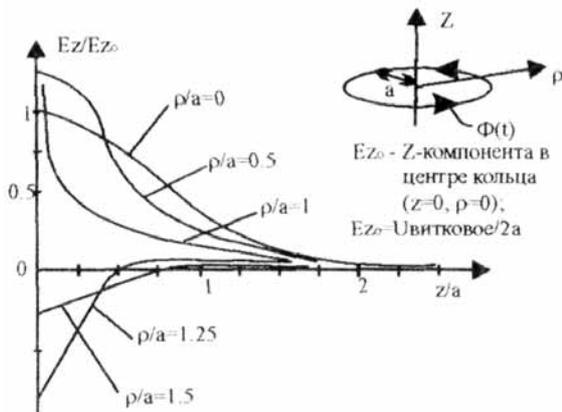


Рис.П1-2. Расчетная зависимость Z-компоненты индукционного электрического поля, возбуждаемого кольцевым магнитным потоком, от расстояния до плоскости кольца при фиксированных расстояниях от его оси.

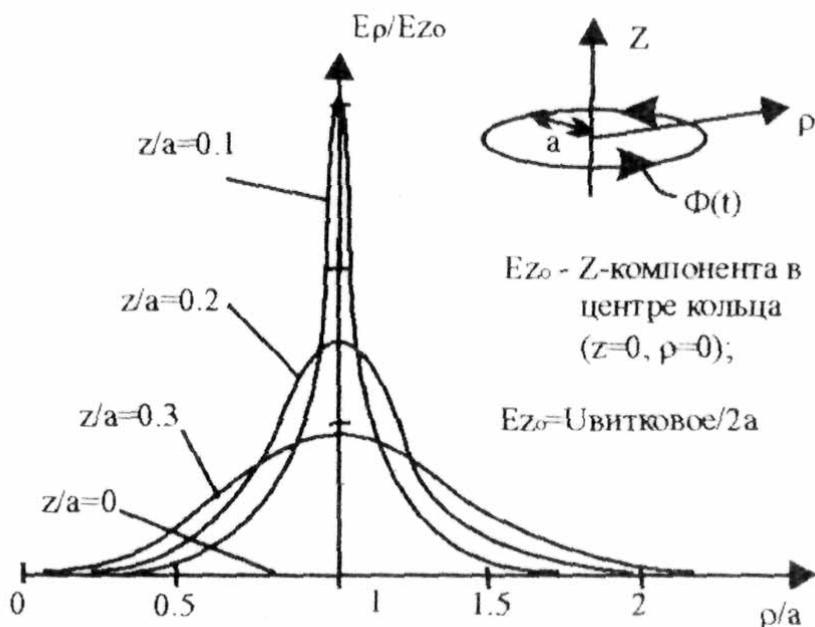


Рис.111 3. Расчетная зависимость ρ -компоненты индукционного электрического поля, возбуждаемого кольцевым магнитным потоком, от расстояния до оси кольца в фиксированных плоскостях, параллельных плоскости кольца.

Приложение П2

Оценка возмущения электрического поля вокруг магнитопровода при внесении в него датчика и экранов

Наиболее просто оценить пределы возмущения картины поля в случае внесения в плоскость магнитопровода тонкого проводящего экрана, перпендикулярно линиям $\vec{E}_{\text{инд}}$ (рис.П2-1), который можно соединить проводником с удаленным заземлением.

Сам по себе такой экран практически не нарушает картины поля. Однако если соединить экран тонким проводником с удаленным «заземлением», картина поля будет искажена, поскольку необходимо удовлетворить двум требованиям: в металле заземления $\vec{E}_{\parallel} = 0$ и для контура, охватывающего магнитопровод, $\oint (\vec{E}_{\text{инд}} + \vec{E}_{\text{кул}}) d\vec{l} = U_{\text{в}}$. Иными словами, проводник «замыкает» часть индукционного поля (в этом отношении оно, естественно, не отличается от обычного кулоновского), при этом на поверхности проводника возникают заряды, создающие добавочное кулоновское

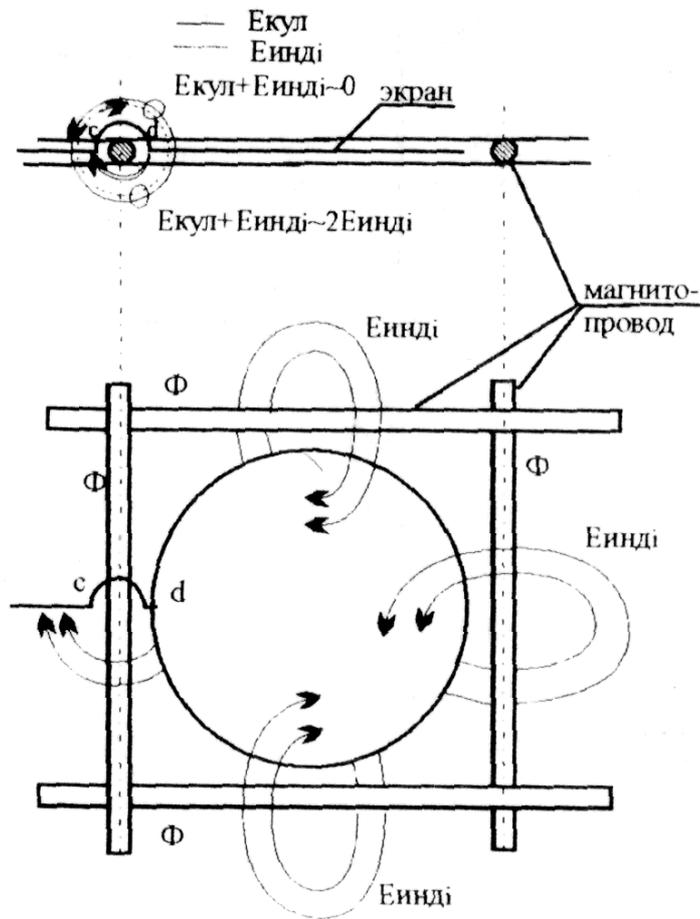


Рис.П2-1. К оценке возмущения электрического поля датчиком и экраном.

поле, причем. Это кулоновское поле в верхней полусфере рис.П2-1 вычитается $\oint \vec{E}_{кул} d\vec{l} = 0$ из индукционного, а в нижней прибавляется к нему.

Оценить величину результирующего поля можно следующим образом. Пусть магнито-провод образует по форме квадрат рис.П2-1 (или даже образован 4мя бесконечно длинными цилиндрами). Тогда поле E можно представить как сумму 4х компонент, создаваемых 4мя участками магнитопровода, соответствующим $\vec{E}_{инд} = \sum_{i=1}^4 \vec{E}_{ui}$ сторонам квадрата. Заземляющий проводник (вместе с проводящим листом - экраном) может существенно изменить структуру только одной из 4х независимых компонент поля $\vec{E}_{инд}$, именно той, которая связана с магнитным потоком, перпендикулярно которому проходит указанный проводник, так как только для этой компоненты существенно то, что проводник на участке cd рис.П2-1 проходит вдоль линий исходного индукционного поля.

В области, удаленной от краев экранной пластины (чтобы избежать учета возрастания кулоновского поля на краю экрана), можно с высокой точностью считать, что сверху пластины кулоновское поле компенсирует компоненту индукционного, модуль которой, в то время как с другой стороны кулоновское поле складывается $|E_{ui}| \cong \frac{1}{4} E_{инд}$ с компонентой индукционного так, что суммарный вклад в поле индукционной и кулоновской компонент становится равным $|2E_{ui}|$.

Итак, с верхней стороны экрана полное поле, создаваемое замкнутым магнитопроводом, может в рассматриваемой ситуации уменьшиться на величину не более $\frac{1}{4} E_{инд}$ и составить

$3/4 \vec{E}_{\text{инд}}$, а с нижней - возрасти не более чем на $1/4 \vec{E}_{\text{инд}}$ (по сравнению с полем, имевшим место при экране, не соединенном с заземляющим проводником). Приведенная оценка справедлива и для магнитопровода, образующего кольцо.

Отметим также, что согласно классическим представлениям и экран, и заземляющий проводник эквипотенциальны и их потенциал равен условному потенциалу заземления (обычно принимаемому за $\varphi = 0$).

Литература

1. Электропунктура и проблемы информационно-энергетической регуляции деятельности человека/Сб. статей под редакцией *Никифорова В.Г. и Пушкина В.Н.* М.: НТО-горное. 1976.
2. *Максвелл Дж.К.* Избранные сочинения по теории электромагнитного поля/Под редакцией *П.С.Кудрявцева.* М.: ГИТТЛ. 1954.
3. *Рязанов Г.Л.* Электрическое моделирование с применением вихревых полей. М.: Наука, 1969.
4. *Зильберман Г.Е.* Электричество и магнетизм. М.: Наука. 1970.
5. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс Н.* Фейнмановские лекции по физике. Том 5. М.: Мир. 1966.
6. Берклеевский курс физики/Том 2: Электричество и магнетизм. М.: Наука. 1971.
7. *Смайт В.* Электростатика и электродинамика. М.: ИЛ. 1954.
8. *Гольдштейн. Зернов.* Электромагнитные поля и волны. М.: Сов.Радио, 1956.
9. *Дружкин.* Задачи теории поля. М: 1964.