

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С322

B-191

4801/2.76

Б.В.Васильев

6/11-76

P8 - 9902

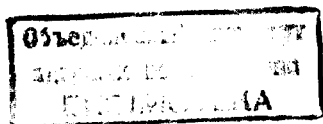
К ЭКСПЕРИМЕНТУ ТРОУТОНА-НОБЛА

1976

P8 - 9902

Б.В.Васильев

К ЭКСПЕРИМЕНТУ ТРОУТОНА-НОБЛА



Введение

Принципы, лежащие в основании современной физики, хорошо проверены в прямых экспериментах и косвенно подтверждаются всей суммой физических знаний. Кажется, на первый взгляд, нет необходимости в дополнительных экспериментах, подтверждающих правильность этих принципов. Однако развитие техники физического эксперимента открывает новые возможности, и логика науки заставляет искать экспериментальных доказательств установленных ранее фундаментальных положений на новом уровне.

Настоящая работа - одна из таких попыток проверить на уровне, достижимом с помощью современной экспериментальной техники, принцип относительности. Как известно, согласно этому принципу, наблюдатель внутри замкнутой лаборатории, находящейся в состоянии равномерного и прямолинейного движения, не может заметить этого движения. Представления об абсолютном эфире, господствовавшие в физике до появления теории относительности, наоборот, предсказывали обнаружимость такого движения. Одним из прямых экспериментов, направленных на поиск эффектов абсолютного движения, явился опыт Трутона-Нобла^{/1,2/}, в котором регистрировались силы, действующие на заряженный конденсатор при его движении вместе с земной лабораторией через гипотетический эфир.

Согласно эфирной теории^{/2/} электрический заряд, движущийся относительно эфира, возбуждает в нем магнитное поле

$$\vec{H}' = [\vec{w}/c, \vec{E}], \quad /1/$$

E - напряженность электрического поля заряда, w - скорость движения заряда относительно абсолютного эфира, c - скорость света.

Поэтому два заряда, неподвижные друг относительно друга и движущиеся относительно эфира, будут взаимодействовать через эфир, как два тока ^{/2,3/}. Энергия их взаимодействия будет пропорциональна w^2/c^2 и будет зависеть от угла, под которым на заряды "дует" эфирный ветер. Расчет показывает, что вращающий момент, действующий на заряженный конденсатор согласно эфирной теории, равен:

$$\epsilon \frac{w^2}{c^2} \sin 2\theta, \quad /2/$$

где θ - угол между направлением напряженности электрического поля в конденсаторе и направлением эфирного ветра, ϵ - электростатическая энергия конденсатора.

Экспериментальная попытка обнаружить этот вращающий момент была проведена Трутоном и Ноблом в 1904 году ^{/1/}. Их измерения показали, что какое-либо систематическое отклонение положения плоскости пластин конденсатора, которого можно было ожидать в связи с суточным вращением Земли, полностью отсутствует. Небольшие случайные колебания конденсатора определили ту границу, выше которой можно было считать эфирный ветер незарегистрированным, - 12 км/с. Позже этот эксперимент неоднократно повторялся. В 1925 и 1926 гг. Р.Томашек ^{/4/} провел аналогичный опыт на вершине горы Юнгфрау /3457 м/, ожидая какого-либо заметного эфирного ветра на этой значительной высоте. Установка Р.Томашека была примерно в 20 раз чувствительнее, чем Трутона-Нобла. Однако и при этих условиях эфирного ветра обнаружено не было. К.Чез ^{/5/}, считая, что установка Томашека содержит техническую погрешность, повторил эксперименты с конденсатором и подвесом другого типа, однако систематического эффекта также не обнаружил.

Так как скорость Земли на орбите вокруг Солнца близка к 30 км/с, отсутствие эфирного ветра такой величины может быть объяснено увлечением эфира Землей, что противоречит результатам абберационных экспериментов, или отсутствием эфира*.

Обоснование эксперимента

Можно задать вопрос: нельзя ли измерить магнитное поле заряда /конденсатора/ при его движении через эфир каким-либо из известных современных способов? Наибольшая чувствительность в измерении слабых магнитных полей в настоящее время получается при использовании сверхпроводящих квантовых интерферометров ^{/8,9/}. Этот метод основан на том, что магнитный поток, заключенный внутри сверхпроводящего контура, сохраняется при изменениях магнитного поля, создаваемых как внешними, так и внутренними по отношению к кольцу источниками. Если такой контур представить себе в виде двух сверхпроводящих колец, связанных сверхпроводящими проводами /рис. 1/, то условие сохранения магнитного потока приведет к возникновению во всем контуре незатухающего тока при изменении магнитного поля, пронизывающего одно из этих колец. Этот ток может быть измерен /во втором кольце/ с учетом эффекта квантования магнитного потока и эффекта Джозефсона с чрезвычайно высокой точностью ^{/9,10/}.

Рассмотрим вопрос: приведет ли помещение конденсатора внутрь такого сверхпроводящего кольца к измеряемым эффектам? Предположим, что напряженность электрического поля в плоском конденсаторе, эфирный

* Следует заметить, что ветер рассмотренного Лоренцем ^{/6/} "неувлекаемого эфира с сокращением" также не приведет к отклонению конденсатора в опыте Трутона-Нобла, так как в системе, движущейся в этом эфире, уравнения электродинамики остаются максвелловскими и все электромагнитные процессы протекают точно так же, как и в отсутствие эфирного ветра /подробнее см. /7/ /.

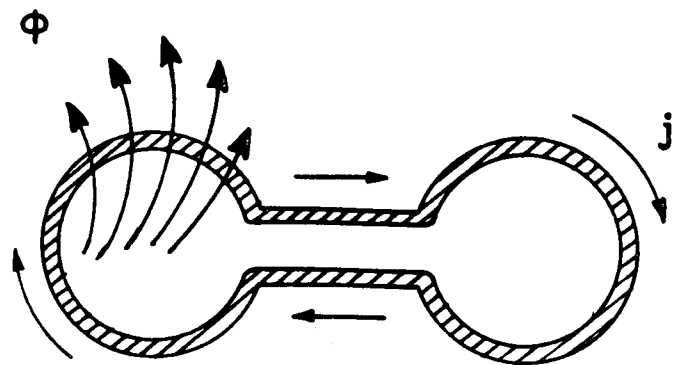


Рис. 1. Сверхпроводящий контур интерферометра.

ветер и ось нашего сверхпроводящего кольца ориентированы взаимно перпендикулярно /рис. 2/, так, чтобы магнитный поток, возникающий в конденсаторе согласно формуле /1/, мог вызвать ток в сверхпроводящем кольце. Для простоты можно положить, что одна из обкладок конденсатора и кольцо находятся при одном потенциале /заземлены/. Если вторую обкладку зарядить, то электрическое поле в такой системе будет существовать в зазоре конденсатора и в зазоре между второй обкладкой и кольцом. Нетрудно видеть, что магнитные потоки, которые могли бы возникнуть в этих зазорах за счет воздействия эфира, точно скомпенсируют друг друга.

Можно доказать теорему, что при любой конфигурации кольца и пластин и при любом их числе нельзя получить при такой постановке отличный от нуля суммарный магнитный поток. Действительно, наличие ненулевого магнитного потока, пронизывающего кольцо, в этом случае означало бы неравенство нулю интеграла по площади кольца от напряженности электрического поля, лежащего в плоскости кольца:

$$\phi' = \iint dS H' = \frac{wy}{c} \int dy \int dx E_x. \quad /2/$$

Так как контур интегрирования в нашем случае ограничен проводником /сверхпроводником/, между любыми точками которого, по определению, отсутствует разность потенциалов, то интеграл тождественно равен нулю:

$$\int_A^B dx E_x \equiv U_{AB} = 0. \quad /3/$$

Для того, чтобы суммарный магнитный поток через такое кольцо стал ненулевым, один из зазоров можно заполнить ферромагнитной средой с магнитной проницаемостью $\mu_\phi \gg 1$. Необходимость прикладывать к этому заполнителю электрическое поле заставляет остановить выбор на ферритах с малой проводимостью и удовлетворительной электрической прочностью.

Рассмотрим подробнее поведение магнитных моментов в феррите под воздействием приложенного электрического и эффективного магнитного полей. По аналогии с уравнением /1/ эфирная теория предполагает существование электрического поля, порождаемого взаимодействием источников магнитного поля с эфирным ветром /2/:

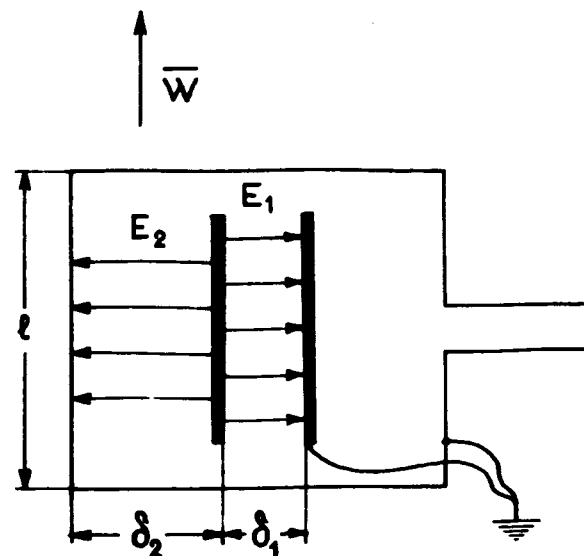


Рис. 2. Схематическое изображение электрического конденсатора внутри сверхпроводящего контура.

$$\vec{E}' = - \left[\frac{\vec{w}}{c}, \vec{H} \right]. \quad /4/$$

Напряженность магнитного поля, создаваемого диполем μ , можно записать как результат действия на диполь некоторого оператора \hat{f} :

$$\vec{H} = \hat{f} \vec{\mu}. \quad /5/$$

Напряженность электрического поля, в свою очередь, может быть представлена как результат действия того же самого оператора на электрический диполь:

$$\vec{E} = \hat{f} \vec{d}. \quad /6/$$

Поэтому, подействовав на правую и левую части уравнения /4/ оператором, обратным \hat{f} , получим:

$$\vec{d}' = - \left[\frac{\vec{w}}{c}, \vec{\mu} \right]. \quad /7/$$

То есть в присутствии эфирного ветра частица, обладающая собственным магнитным моментом, будет обладать также электрическим дипольным моментом соответствующей ориентации. Поэтому при вычислении воздействия электрического поля на феррит на первый взгляд кажется необходимым учитывать как воздействие индуцированного поля H' на собственные магнитные моменты электронов в феррите μ , так и воздействие прикладываемого электрического поля E на индуцированные дипольные электрические моменты d' . Однако на это последнее взаимодействие накладывает условие теорема Шиффа /11/, согласно которой система частиц, связанных между собой электрическими силами и обладающих как зарядами, так и собственными дипольными моментами, не будет обладать суммарным дипольным электрическим моментом, и поэтому приложение к такой системе внешнего электрического поля не приведет к появлению взаимодействия в первом порядке по $d'E$,

а проявится только в высших порядках малости за счет релятивистских эффектов*.

Поэтому для большинства атомов получающиеся результирующие дипольные электрические моменты должны быть малы и их взаимодействием с полем можно пренебречь. Однако детальные расчеты, проведенные в работах /12,13/, показали, что учет релятивистских эффектов в тяжелых атомах может привести к аномальному усилению дипольных электрических моментов. Учитывая этот факт, запишем энергию магнитных моментов электронов в феррите в электрическом поле в виде

$$\epsilon = \mu H' - \xi d'E = \left[\frac{\vec{w}}{c}, \vec{E} \right] \mu (1 - \xi). \quad /7/$$

Здесь ξ - коэффициент усиления электрического момента атома. Для атома железа согласно /13/

$$\xi = 0,76. \quad /8/$$

Равенство /7/ позволяет ввести понятие эффективного магнитного поля, которое должно действовать на магнитный момент атома железа в феррите:

$$\vec{H}_{\text{эфф}} = \left[\frac{\vec{w}}{c}, \vec{E} \right] (1 - \xi). \quad /9/$$

На основании приведенных рассуждений можно с точки зрения эфирной гипотезы ожидать изменения магнитной индукции феррита в присутствии электрического поля на величину

$$B = \mu_{\phi} H_{\text{эфф}} \quad /10/$$

и зависимости этого изменения индукции от ориентации конденсатора с ферритом в пространстве. /Здесь μ_{ϕ} -

* Фактически теорема Шиффа сводится к утверждению, что собственные дипольные моменты частиц, связанных электрически, точно компенсируются дипольными моментами, возникающими за счет смещения этих частиц.

магнитная проницаемость феррита/. В то же время специальная теория относительности предсказывает, естественно, отсутствие такого эффекта. Недвусмысленность этих предсказаний, а также то, что современная техника позволяет проводить измерения с гораздо большей точностью, чем это было возможно во времена Трутона-Нобла, наличие широкого выбора ферромагнитных диэлектриков, вообще неизвестных 50-70 лет назад, дали возможность предпринять попытку экспериментально проверить существование рассмотренного эффекта.

Экспериментальный подход

Основные технические и конструктивные характеристики использованного нами сверхпроводящего квантового интерферометра более подробно описаны ранее /9,14/.

Датчик интерферометра представлял собой двухдырочный одноконтактный сквид циммермановского типа /14,16/, в одно из отверстий которого была введена катушка колебательного контура. Ранее проведенная оптимизация параметров сквида и контура /9,15/ и использование удачной радиоэлектронной схемы позволили получить до введения феррита чувствительность на уровне $5 \cdot 10^{-5}$ кванта магнитного потока на выходе интерферометра при постоянной времени, равной секунде.

Основная трудность этого эксперимента заключалась в совмещении высокочувствительного сквида с ферритом без относительных вибраций и в температурной стабилизации феррита.

Проведенные ранее измерения показали, что у всех исследованных ферритов магнитная проницаемость при гелиевой температуре сильно снижается. Для низкочастотных никель-цинковых ферритов при гелиевой температуре обратимая магнитная проницаемость

$$\mu_{\phi} = 7, \cdot$$

/11/

для марганец-цинковых ферритов $\mu_{\phi} = 5$, для магнитодиэлектриков: $\text{CdCrS}_4 - \mu_{\phi} = 11$, $\text{EuO} - \mu_{\phi} = 14$.

Другим неожиданным для нас фактом явилось крайне медленное охлаждение ферритов и магнитодиэлектриков. В первые дни после помещения такого образца в гелиевую ванну его остаточная намагниченность меняется настолько сильно, что магнитометр регистрирует изменение потока со скоростью несколько квантов или даже десятков квантов в секунду. Поэтому точные магнитные измерения на ферритах приходится проводить только через несколько недель после помещения феррита в жидкий гелий.

Нами была предпринята попытка вести измерения, поддерживая феррит при комнатной температуре. Для этого феррит помещался внутрь специального антикриостата, где поддерживалась температура, близкая к комнатной /10 - 15° C/, а снаружи антикриостата располагалась гелиевая ванна с квантовым интерферометром и сверхпроводящим экраном. От этого метода, казавшегося весьма перспективным, пришлось отказаться из-за трудностей достаточно жесткого крепления массивного феррита внутри интерферометра через систему мостов антикристата.

Экспериментально проще оказалось использовать для измерений достаточно большой криостат, запаса жидкого гелия в котором хватало более чем на месяц. В таком криостате в течение первых двух с половиной недель проводилось охлаждение феррита, а затем, когда скорость изменения потока устанавливалась меньше кванта в час, велись измерения.

Важным параметром феррита с точки зрения его пригодности для данного эксперимента являются его электропроводность и электрическая прочность. В связи с тем, что одновременно малой электропроводностью и значительной электрической прочностью /до 2 кВ/см/* при

*Электрическая прочность ферритов при комнатных температурах также обычно невелика: меньше 10 кВ/см /17/.

гелиевой температуре обладает широкодоступный низко-частотный никель-цинковый феррит, описываемый эксперимент проведен именно на нем.

Обычно в экспериментах со сквидом магнитный поток от исследуемого объема подводится к интерферометру с помощью сверхпроводящего трансформатора постоянного потока /18/. Применение такого трансформатора удобно не только с технической точки зрения - с помощью трансформатора потока можно существенно увеличить чувствительность интерферометра /16/, используя первичную катушку и образец большого объема. Однако в нашем случае использование феррита большого объема нецелесообразно, так как его трудно закрепить. При использовании малых исследуемых образцов применение сверхпроводящего трансформатора не рационально, так как, несмотря на некоторые технические удобства, приводит к значительному снижению чувствительности /19/. Поэтому мы нашли целесообразным поместить феррит вместе с обкладками конденсатора прямо внутрь сквида, предварительно рассверлив диаметр его отверстия до 3 мм /рис. 3/. Диаметр второго отверстия сквида, через которое осуществляется связь со считывающей аппаратурой, оставался, как обычно, равным 2 мм. Указанное изменение конструкции сквида не повлияло заметно на его параметры и не привело к существенному изменению чувствительности.

Некоторые опасения у нас вызвала возможность экранирования электрического поля внутри феррита электрическими зарядами, скапливающимися на поверхности образца за счет его конечной проводимости и плохого контакта между ферритом и обкладками конденсатора. Для того, чтобы избежать этого эффекта, поверхность феррита была притерта и очищена, а обкладка в виде медной фольги толщиной 20 микрон накладывалась плотно прямо на поверхность феррита. Такая конструкция должна была приводить к возникновению тока через феррит, что, действительно, наблюдалось экспериментально. Однако магнитное поле этого тока в связи с симметричностью конструкции, во-первых, мало, и, во-вторых, не зависит от ориентации всей установки

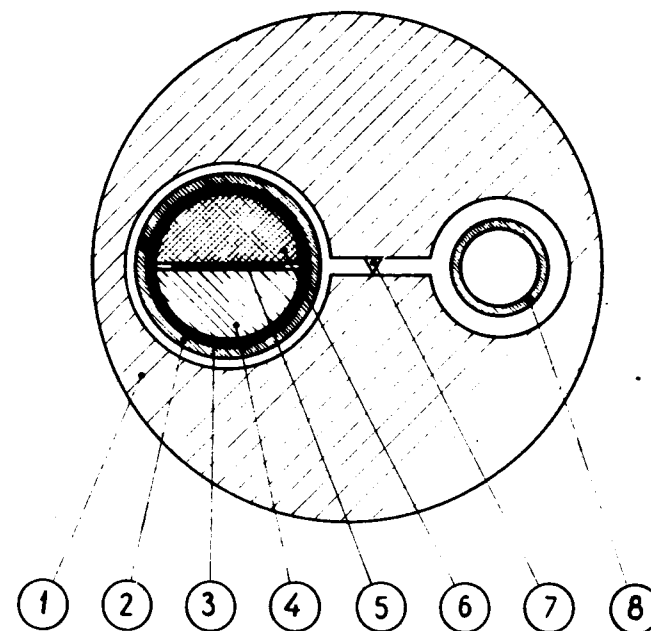


Рис. 3. Схема расположения конденсатора и феррита в сквиде; 1 - ниобиевый сквид, 2 - калибровочная катушка, 3, 5 - обкладки конденсатора, 4 - диэлектрик, 6 - феррит, 7 - точечный контакт сквида, 8 - катушка колебательного контура интерферометра.

в пространстве и потому не может вызвать имитирующего эффекта.

Кажется, что одной из обкладок конденсатора могла служить поверхность отверстия в сквиде, однако в этом случае пробой феррита вел к выходу сквида из строя. Именно эта причина заставила нас ввести обкладку из медной фольги, служившую одновременно экраном от возможного в процессе настройки пробоя.

Калибровка чувствительности интерферометра осуществлялась с помощью небольшой катушки, намотанной поверх образца в один слой 20-микронным проводом.

Для того, чтобы избежать воздействия помех, связанных с нестабильностью внешнего магнитного поля, сквид вместе с ферритом и вспомогательными деталями

был помещен в сверхпроводящий магнитный экран, изготовленный из свинца и имевший форму несколько сплюсненной бутылки. Коэффициент экранирования получился весьма высоким: порядка 10^8 . Достаточно сказать, что поднесение вплотную к криостату магнитного бруска с напряженностью поля вблизи поверхности в несколько сотен эрстед приводило к изменению потока в сквиде, меньшему 10^{-2} кванта. Внутри сверхпроводящего экрана сквид вместе с ферритовым полуцилиндром были ориентированы вертикально, поэтому электрическое поле благодаря такой конструкции было всегда направлено горизонтально. В связи с этим наша установка могла зарегистрировать только проекцию эфирного ветра на горизонтальную плоскость. Для того, чтобы иметь возможность изменить угол между электрическим полем и направлением эфирного ветра, весь криостат вместе с первичной радиоэлектронной аппаратурой устанавливался на поворотной платформе и мог поворачиваться вокруг вертикальной оси. Специальные меры были приняты для antivибрационной подвески поворотной платформы.

Наличие фонового изменения намагниченности феррита, связанного с медленным остыванием, не позволило прикладывать к ферриту постоянное электрическое напряжение. Для получения высокой чувствительности на фоне этого медленного остывания нам пришлось несколько усложнить схему. Прежде всего, частота модуляции потока в интерферометре и частота синхронного детектирования были подняты до 1 кГц. Это позволило опустить постоянную времени интегратора до 10^{-2} с, а постоянная времени цепи отрицательной обратной связи выхода интегратора со сквидом была сохранена равной примерно секунде. Эти изменения дали возможность прорабатывать на интерферометре сигнал переменного потока, который мог возникнуть при приложении переменного электрического поля. Эту возможность дополнительного кодирования сигнала мы использовали, прикладывая к ферриту электрическое поле в виде разнополярных прямоугольных импульсов - с час-

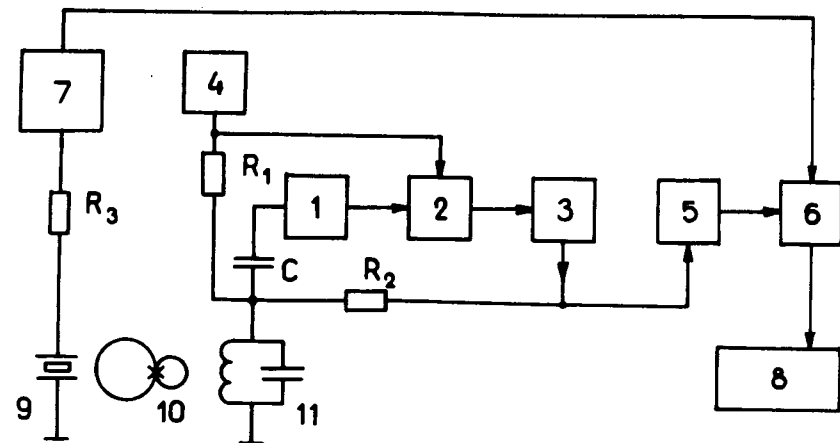


Рис. 4. Блок-схема установки: 1 - усилитель интерферометра, 2 - синхронный детектор интерферометра, 3 - интегратор, 4 - генератор-модулятор, 5 - усилитель, 6 - синхронный детектор, 7 - генератор прямоугольных импульсов высокого напряжения, 8 - регистратор.

тотой примерно 17 Гц, напряженность поля на феррите изменялась от +650 до -650 В/см¹⁵. Генератор, задающий это поле, служил одновременно опорным для синхронного детектирования выходного напряжения интегратора /рис. 4/. Напряжение на выходе синхронного детектора регистрировалось как сигнал. При использовании этой методики, несмотря на значительный фон, чувствительность получилась вполне удовлетворительной.

Результаты эксперимента

Эксперименты проводились в течение полутора недель во второй половине января 1976 года в различное время суток. При этом измерялась разница между показателями интерферометра в отсутствие электрического поля и после его включения в определенной ориентации, после этого криостат поворачивался на 180 градусов и определялась такая же разница для новой ориентации. По-

лученные таким образом результаты вычитались и разность регистрировалась как искомый эффект. Так как конденсатор в сквиде имел цилиндрическую форму и был составлен из двух полуцилиндров - ферритового и диэлектрического, - полный поток через сквид, вызванный эфирным ветром, с учетом равенства /9/ и /10/ может быть записан в виде

$$\phi = \{ \mu_{\phi} (\xi - 1) - 1 \} \iint_s \left[\frac{\bar{w}}{c}, E \right] r dr d\theta . \quad /13/$$

Здесь интегрирование должно вести по сечению /полу-кругу/ ферритового полуцилиндра. Учитывая, что интеграл будет иметь максимум, если \bar{w} перпендикулярно оси конденсатора и лежит в плоскости, разделяющей полуцилиндры, определим значение потока в сквиде для такой геометрии:

$$\phi = 2 \{ \mu_{\phi} (\xi - 1) - 1 \} \frac{w}{c} \frac{UR}{\ln R/r} . \quad /14/$$

Здесь R, r и U - радиусы электродов конденсатора и напряжение между ними, причем

$$R/r \approx 10, \quad R \approx 0,14 \text{ см} . \quad /15/$$

Вычисляя из /14/ скорость эфирного ветра, получим:

$$w = \frac{\phi \cdot c \cdot \ln R/r}{2 \{ \mu_{\phi} (\xi - 1) - 1 \} UR} . \quad /16/$$

Обработка результатов измерений показала, что систематического, коррелированного с суточным вращением Земли эффекта в нашем эксперименте не наблюдается. Случайные, несистематические отклонения показаний интерферометра не превышают при этом $1,1 \cdot 10^{-4}$ кванта магнитного потока. Отсюда можно определить границу горизонтальной составляющей эфирного ветра в нашей лаборатории. Согласно уравнению /16/ с учетом равенств /8/, /11/, /12/ и /15/ получим:

$$w < 12,5 \text{ см/с} .$$

Заключение

Естественно, описанный эксперимент, так же как и опыт ТROUTON-NOBLE, не давал возможности обнаружить ветер "неувлекаемого эфира с сокращением", рассмотренного Лоренцем. В движущейся в таком эфире системе остаются справедливыми стандартные уравнения Максвелла ^{/6,7/} и в связи с этим исключается какая-либо возможность обнаружить движение лабораторной системы относительно такого эфира, во всяком случае, электромагнитным способом. Результат описанного эксперимента поэтому можно трактовать как подтверждение справедливости принципа относительности и уравнений электродинамики в земной лаборатории в противовес тем эфирным гипотезам, в которых движение относительно эфира должно было бы приводить к нарушению максвелловской электродинамики.

Автор искренне признателен В.М.Лачинову и М.М.Миржалилову за помощь в подготовке аппаратуры и проведении измерений, а также Р.А.Асанову, В.К.Игнатовичу, Д.А.Киржницу, Л.А.Максимову, Л.А.Микаэлян, В.И.Огиевскому, Ю.М.Останевичу, М.И.Подгорецкому, Э.А.Перельштейну, Л.Черу за полезные и ценные обсуждения.

Литература

1. Trouton, Noble. *Phil. Trans.*, 202, 165 /1904/.
2. С.И.Вавилов. *Собрание сочинений, т. 4, экспериментальные основания теории относительности. Изд. АН СССР, 1956.*
3. Л.И.Мандельштам. *Лекции по теории относительности. Изд. Наука, М., 1972.*
4. R.Tomaschek. *Ann.d. Phys.*, 18, 143 /1925/; *Ann. d. Phys.*, 80, 509 /1926/.
5. Carl T.Chase. *Phys.Rev.*, 28, 379 /1926/.
6. Г.А.Лоренц. *Теория электронов. ГИТТЛ, 1953.*
7. А.А.Тяпкин. *УФН*, 106, 617 /1972/.
8. J.Clark. *Proc. IEEE*, 61, 1 /1973/.

9. B.V. Vasiliev, V.V. Danilov, K.K. Likharev. *IEEE Trans., Magn., MAG-11, No.2, 743 /1975/.*
10. J.M. Giffard, R.A. Webb, J.C. Wheatley. *J. Low Temp. Phys., 6, 533 /1972/.*
11. L.I. Schiff. *Phys. Rev., 132, 2194 /1963/.*
12. P.G. Sandars. *Phys. Lett., 22, 290 /1966/.*
13. В.К. Игнатович. *ЖЭТФ, 56, 2019 /1966/.*
14. Б.В. Васильев, В.Г. Гребинник, В.Г. Симкин. *Сообщения ОИЯИ, P13-6942, Дубна, 1973.*
15. Б.В. Васильев, А.И. Иваненко, В.Н. Трофимов. *Препринт ОИЯИ, P13-1429, Дубна, 1973. Радиотехника и электроника. XX, №6, 1255 /1975/.*
16. A.H. Silver, J.E. Zimmerman. *Phys. Rev., 157, 317 /1967/.*
17. К.П. Белов, Е.П. Свирина. *уФН, 96, 21 /1968/.*
18. W.A. Goodman, V.N. Hesterman, L.H. Rorden, W.S. Gory. *Proc. IEEE, 61, 20, 1973.*
19. O.V. Lounsmaa. *Experimental Principles and Methods below 1°K, L and N, 1974.*

*Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1976 года.*