

светонос – материальный носитель световых лучей в интерферометре (здесь исследуются поляризуемые смеси-среды: эфира с атомами разреженного воздуха, т.е. лабораторный вакуум; эфира с атомами воздуха нормального давления; эфира с атомами воды; эфира с атомами стекла);

svetonos – material carrier of light rays in a interferometer (here descavery polarizable mixture-medium: ether with nuclears of thin air, i.e. laboratory vacuum; ether with nuclears of normal air; ether with nuclears of water; ether with nuclears of glass).

светоносная зона – охваченная световым лучом (световым потоком) область пространства, занятая той или иной оптической средой, переносящей световые волны этого луча;

svetonos' zone – the area covered by the light beam (light flow) space, consisting of an optical medium, carrying the light wave of this beam.

viXra: 1009.0057 v3, 05.04.2011

Почему 30 лет не обнаруживают эфирный ветер на резонаторных установках типа Майкельсона-Морли

В.В.Демьянов

Государственная Морская Академия им. Ф.Ф.Ушакова, Новороссийск

e-mail: demjanov@nsma.ru

Показано, что найденная S.Herrmann et al., Phys.Rev.D 80, 105011(2009) малость (но конечность) относительной вариации ($\delta\nu/\nu > 0$) резонансной частоты ν вакуумированного резонатора при изменении его ориентации в пространстве не может служить показателем отсутствия выделенного направления, связанного с движением установки относительно эфира. Напротив, конечность $\delta\nu/\nu > 0$ свидетельствует о пространственной анизотропии скорости света. Для обнаружения абсолютного движения прибора и измерения направления и величины его скорости, полость резонатора обязательно должна рассматриваться, при любой степени вакуумирования, оптической средой с показателем преломления $n > 1$, для которой обязательно точное знание остаточного давления откачанной среды, чтобы точно знать значение n хотя бы до первой значащей цифры после 1.00000....

Если рабочей средой резонаторной полости является газ, то, как и в случае сдвига полосы интерферометра, сдвиг резонансной частоты $\delta\nu$ объёмного резонатора пропорционален величине $n^2 - 1 = \Delta\varepsilon$ и квадрату скорости U движения резонатора в эфире. При достаточно больших значениях оптической плотности смещение $\delta\nu$ становится пропорциональным $(n^2 - 1)(2 - n^2) = \Delta\varepsilon(1 - \Delta\varepsilon)$, а при $n > 1.5$ может возрасти до такой большой величины, что возможен перескок автомата подстройки частоты источника (лазера) из заданного резонансного состояния m -моды опорного резонатора на соседние $m \pm 1$ моды. Учет роли среды введением в расчёты фактической величины $n > 1$ в резонаторных опытах, выполняемых по схеме Майкельсона-Морли, позволило нам оценить скорость абсолютного движения Земли несколькими сотнями км/сек.

1. Введение

Резонансная частота ν ТЕМ_{00m}-волны в заполненном оптической средой линейном резонаторе длиной l с параллельными зеркально отражающими гранями, определяется целым числом m полувольт, укладывающихся между противоположными зеркалами:

$$\nu = \frac{m c}{2l n}, \quad (1)$$

где n – показатель преломления среды, c/n – скорость света в неподвижной среде. Сравнивая ν для разных ориентаций резонатора в пространстве, авторы [1] зафиксировали исчезающе малый, но всё-таки конечный максимальный относительный сдвиг $\delta\nu/\nu = 10^{-17}$ резонансной частоты, возникающий при повороте вакуумированного резонатора в горизонтальной плоскости. Тогда, линейная вариация (1) по c в предположении постоянства остальных параметров эксперимента

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{\delta c}{c}, \quad (2)$$

была истолкована ими как практическое доказательство отсутствия анизотропии скорости света в данном опыте (хотя **конечность** измеренного значения $\delta\nu/\nu = 10^{-17}$, согласно (2), означает наблюдаемость и существование анизотропии скорости света).

Известно, что стабильность резонансной частоты объёмных резонаторов с газовым наполнением повышают путём глубокого вакуумирования полости. В воздухе нормального дав-

ления (давлением 1 атм.) относительную нестабильность $\delta\nu/\nu = 10^{-8}$ резонансной частоты удаётся уменьшить до $\delta\nu/\nu \sim 10^{-17}$ вакуумированием полости (например, до остаточного давления $<10^{-9}$ атм.). Кажущийся "случайный" характер нестабильности $\delta\nu/\nu$ резонансных частот, наблюдаемый в аппаратуре с применением объёмных резонаторов, связан со случайностью их пространственного расположения в том или ином аппарате, а самих аппаратов – со случайными перемещениями в земном пространстве. В настоящей статье часть причин этой нестабильности я связываю с зафиксированным в [1, 2] *систематическим* сдвигом резонансной частоты ($\delta\nu/\nu = 10^{-17}$) при повороте объёмного резонатора с вакуумированной полостью до $\sim 10^{-9}$ атм. в горизонтальной плоскости Земли.

Ниже я покажу, что правильная интерпретация этих опытов при надлежащем учете уже первых значащих чисел мантиссы $n > 1.0000\dots$ после 1. приводит не к доказательству изотропии скорости света в оптических средах, как полагают авторы [1, 2], а напротив, выявляет *систематическую* её анизотропию. Анизотропия скорости света связана с поступательным движением частиц оптических сред в эфире со скоростью ν , имеющей порядок нескольких сотен км/с, вызывающей динамическую анизотропию показателя преломления ($n_{\parallel} \neq n_{\perp}$) оптической среды полости резонатора.

Изотропен только вакуум ($n_{\parallel} = n_{\perp} = 1$), а любая движущаяся в эфире среда ($n \neq 1$), с которой имеет дело экспериментатор, в общем случае *динамически* анизотропна для распространения света (и эта анизотропия выявляема из наблюдений в системе отсчёта движущейся среды). В экспериментах наземных лабораторий нельзя отождествлять лабораторный вакуум, у которого всегда $n > 1$, и идеальный вакуум, у которого $n_{\text{aether}} = 1$. Тенденция экспериментаторов вакуумировать рабочее пространство установок для повышения их разрешающей способности, как правило, приводит к уменьшению наблюдаемого эффекта (в данном случае, отношения $\delta\nu/\nu$). Эффект уменьшается во столько же раз, во сколько повышается разрешающая способность наблюдаемого эффекта за счет снижения роли обуславливающей причины эффекта. В данном случае, – за счёт концентрации частиц, дающих поляризационный вклад $\Delta\varepsilon = n^2 - 1$ в полную проницаемость $\varepsilon = n^2$ оптической среды. В результате физически значимая характеристика кинетического процесса (в данном случае, поступательная скорость среды ν в эфире), вычисляемая через отношение наблюдаемого эффекта относительного сдвига частоты $\delta\nu/\nu$ к обуславливавшему этот сдвиг фактору ($n^2 - 1$), остается неизменной {т.е. $\delta\nu/\nu/(n^2 - 1) = \text{const}$ }, и это будет строго доказано ниже при выводе формулы (7).

2. Экспрессный анализ результатов измерений [1] сдвига резонансной частоты вакуумированных объёмных резонаторов при их развороте в горизонтальной плоскости Земли

Итак, формула (1) является весьма грубым приближением, в котором отсутствует возможность описания эффектов анизотропии скорости света по наблюдениям ничтожно малых (масштаба $\delta\nu/\nu \sim 10^{-17}$) анизотропных сдвигов резонансной частоты. Слабым местом (1) является неучёт показателя преломления $n > 1$, непосредственно определяющего по теории Максвелла скорость света. В серии экспериментальных работ [3-5] я вскрыл ошибки интерпретации опытов типа Майкельсона без учёта показателя преломления n . Удовлетворительные результаты были достигнуты применением формулы Френеля, описывающей увлечение светового комплекса оптической средой с показателем преломления $n > 1$, движущейся с абсолютной скоростью ν :

$$\tilde{c}_{\pm} = \frac{c}{n} \pm \nu \left(1 - \frac{1}{n^2} \right). \quad (3)$$

Однако, поскольку формула (3) не Лоренц-инвариантна при учёте эффектов второго порядка малости отношения ν/c , то переход к подвижной инерциальной системе отсчёта (ИСО'),

движущейся со скоростью v , с помощью группового преобразования скорости \tilde{c} потребовал внесения релятивистских поправок в расчёты. Так как требуемый вид поправок был неизвестен, в [3-5] я использовал формы, которые ранее были известны как "Лоренцев треугольник" для учёта сноса луча в плече L_{\perp} и Лоренцево сокращение плеча L_{\parallel} , содержащие в той или иной комбинации ключевой радикал $\sqrt{1-V^2/c^2}$ известных преобразований Лоренца. Благодаря этим поправкам мне удалось сконструировать математическую модель, которая удовлетворительно описывала и объясняла экспериментальные результаты ненулевого сдвига интерференционной полосы, полученные Майкельсоном&Морли [8], Миллером [9], Шамиром&Фоксом [11, 13], Триммером&др. [12, 14] и мной [3-5].

В первых двух версиях этой статьи я использовал ещё один простой приближённый способ выявления релятивистской поправки к скорости света, вычисляемой с помощью (3) в движущейся оптической среде, пригодный только для светоносов в виде разреженных газов ($1 < n < 1.01$) в зонах световых лучей интерферометра и в полостях объёмных резонаторов. Для этого в Лоренц-инвариантное (относительно параметра c/n) для любых скоростей $\tilde{c} = c/n$ преобразование скоростей:

$$\tilde{c}' = \frac{\tilde{c} + v}{1 + \tilde{c}v/c^2} = \frac{c}{n} ,$$

я подставил неинвариантную для эффектов второго порядка v/c формулу (3), содержащую в себе в явном виде n и v , и получил инвариантное значение $\tilde{c}' = c/n$ с малой поправкой в следующем виде:

$$\tilde{c}' \approx \frac{\tilde{c}_{\pm} \mp v}{1 \mp \tilde{c}_{\pm} v/c^2} = \frac{c}{n} \left[1 + \frac{v^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right] . \quad (4)$$

Очевидно, что в (4) к инвариантному значению c/n прибавилась малая релятивистская добавка $v^2(1-n^{-2})/c^2$ второго порядка v^2/c^2 , имеющая даже для газов нормального давления величину $< 10^{-9}$. Использование формы (4) для нахождения относительной вариации скорости света в системе отсчета Земли даёт следующий ненулевой результат:

$$\left(\frac{\delta c}{c} \right)_{\text{mov.med.}} = \frac{\tilde{c}' - c/n}{c/n} = \frac{v^2}{c^2} \frac{n^2 - 1}{n^2} , \quad (5)$$

где \tilde{c}' есть скорость света в коллинеарном к v направлении, c/n – в перпендикулярном направлении, в котором $v_{\perp} = 0$ (что соответствует величине c/n внутри неподвижного в эфире резонатора). Очевидно, что мы получили принципиально иной, чем в [1, 2] результат для $\delta c/c$. Как видно из (5), $\delta c/c$ пропорционально v^2/c^2 и явно зависит от n (для газов – пропорционально n^2-1). Исходя из того, что экспериментально наблюдаемой величиной является относительный сдвиг частоты $\delta v/v$, после подстановки (2) в (5), получаем

$$\left(\frac{\delta v}{v} \right)_{\text{mov.med.}} \approx \frac{v^2}{c^2} \frac{n^2 - 1}{n^2} . \quad (6)$$

Сначала интерпретируем результаты работы [1], в которой сравнивались разные ориентации вакуумированных до давления $< 10^{-8}$ бар резонансных полостей. После откачки резонаторов авторы [1, 2] считали, что пространство внутри полостей резонаторов является абсолютным вакуумом ($n = 1$). Фактически, внутри полости резонатора разреженный газ, учёт проницаемости которого важно для интерпретации $\delta c/c$ по (5). Проницаемость газа с разрежением $< 10^{-8}$ бар имеет значение $n^2 < (1 + 6 \cdot 10^{-12})$ [6]. Максимальный относительный сдвиг резонансных частот, зафиксированный в этом эксперименте, $\delta v/v = 10^{-17}$. Подставляя эти значения n^2-1 и $\delta v/v$ в выражение (6) и разрешая его относительно v , получаем

$$v \approx c \sqrt{\frac{n^2}{n^2-1} \left(\frac{\delta v}{v} \right)_{\text{mov.med.}}} = c \sqrt{\frac{10^{-17}}{\leq 6 \cdot 10^{-12}}} \geq 400 \text{ км/сек} \quad (7)$$

Из (7) ясно, что разрежение газа в полости резонаторов требует более точного измерения, чем дано в [1, 2], т.к. оно определяет величину $n^2 - 1$ и выявляемую в этих опытах анизотропию скорости света. Найденная таким образом величина v согласуется, во-первых, с полученной мной [3-5] величиной v в классическом опыте Майкельсона-Морли в газах и других оптических средах, и во-вторых, с результатами астрономических наблюдений скорости Земли относительно звёзд.

Этот упрощённый анализ результатов экспериментов из [1] и [2] был изложен мной в краткой статье и направлен в журнал "EPL". Профессор Кастберг, рецензируя эту краткую статью, отметил в присланном мне ответе, лишая меня права на возражение, что мой вывод формулы (6) неточен по причине использования неинвариантного выражения скорости света в форме (3), а потому де вся интерпретация опытов на интерферометрах Майкельсона и резонаторных опытов [1, 2] после формулы (6) у меня якобы ошибочна. Признавая, что предложенный мной краткий ряд (3-6) при первом чтении может показаться спорным, я не могу согласиться с его выводом, что после ряда моих теоретических суждений (3-6) в моей статье всё не верно. Посмотрим, правильно ли это?

Дело в том, что после (3-6) я анализирую надёжно установленные экспериментальные факты *ненулевых* сдвигов интерференционной полосы на интерферометрах Майкельсона и *ненулевых* сдвигов резонансной частоты объёмных резонаторов. Экспериментальные же факты не зависят от правильности или неправильности интерпретации. В частности, они не зависят ни от рассуждений профессора Кастберга, ни от моих возможно спорных суждений. Экспериментальные факты самодостаточны и могут опровергаться только экспериментально. Систематическое же присутствие в экспериментах последних 50-ти лет указанных сдвигов (интерференционной полосы, или резонансной частоты) надо признать и искать им объяснение, либо опровергать другими экспериментами. Неудачные рассуждения экспериментатора не могут служить основанием для отклонения публикации обнаруженного им опытного факта. Факты фиксации следов анизотропии скорости света по сдвигу резонансной частоты объёмных резонаторов не опровергнуты.

Напротив, появляются всё новые и новые их подтверждения. Более того, они согласуются с многими другими опытами (в частности, с моими экспериментами), обнаруживающими ненулевое смещение интерференционной полосы с помощью интерферометров Майкельсона. Поэтому я ищу им объяснение и связываю их с присутствием в полости резонаторов частиц, по-разному поляризующихся светом при движении вдоль и поперёк вектора скорости \mathbf{v} поступательного движения оптической среды в эфире и возбуждающих динамическую пространственную дисперсию $n(\vec{\mathbf{v}}\mathbf{c})$ показателя преломления этих сред. Показатель же преломления, определяя скорость света $\tilde{c} = c / n(\vec{\mathbf{v}}\mathbf{c})$, порождает явление анизотропии скорости света в поступательно движущихся в эфире оптических средах. Изотропия скорости света восстанавливается в асимптотическом пределе эфира без частиц $n = 1$.

В настоящей версии v3 в п.3 этой работы я привожу более строгий вывод формулы (6), полученный из первых принципов теории Лоренц-инвариантных преобразований выражения скорости света в инерциально движущихся и неподвижных средах. Из моего анализа следует, что устроенная авторами [1] и [2] гонка за доказательством "Лоренц-инвариантности" в некоем экспериментальном пределе существования нулевых (изотропных) сдвигов частоты объёмного резонатора с глубоко вакуумированной полостью и повышенной добротностью и разрешающей способностью поворотной установки, имеет тривиальный и вполне предсказуемый исход.

Он таков, что и без дальнейших всё более усложняющихся опытов сегодня ясно, что изотропия скорости света при всех ориентациях ТЕМ_{00m}-волны объёмного резонатора наступит только при $n=1$, а при $n>1$ всегда будет наблюдаться анизотропия скорости света, обнаружение которой будет даваться всё дороже и дороже по мере углубления вакуумирования полостей резонаторов. Но экспериментатор, который бы достиг в полости резона-

тора состояния $n=1$., никогда не узнает, почему он наблюдает изотропию скорости света по нулевым сдвигам резонансной частоты поворотного резонатора. Ведь сдвиги резонансной частоты могут отсутствовать по двум причинам: по причине изотропии скорости света в вакууме, и по причине полной утраты чувствительности резонатора в среде с $n=1$. Выбор между этими причинами экспериментально не разрешим, т.к. условие $n=1$ реализовалось бы только в резонаторе без стенок. Полость же реального резонатора с отражающими стенками не может быть без частиц, неистребимо эмитируемых стенками!

Вернёмся теперь к реалиям экспериментов [1, 2] и покажем строгим выводом из хорошо известных сегодня первых принципов Лоренц-инвариантных преобразований правомерность формулы (6) для сред-газов, включая разреженные среды типа лабораторного вакуума.

3. Строгая Лоренц-инвариантная интерпретация результатов измерений [1] на резонаторах с вакуумированными полостями

Хорошо известное сегодня правило Лоренц-инвариантного сложения скорости света c в вакууме (в неподвижной инерциальной системе отсчёта – ИСО₀) со скоростью v подвижной ИСО' даёт следующее асимптотическое значение скорости света \tilde{c} в ИСО':

$$\tilde{c} = c \oplus v = \frac{c \pm v}{1 \pm c \cdot v / c^2} = c . \quad (8)$$

Феномен одинаковости значений скорости света ($c = \tilde{c}$) свидетельствует об инвариантности кинетической суммы $\tilde{c} = c \oplus v$ в подвижных ИСО' и неподвижных ИСО₀. Важно подчеркнуть, что значение \tilde{c} по (8) всегда остаётся "асимптотическим" пределом при $n \rightarrow 1$. В реальности мы всегда имеем дело со скоростями света, имеющими значения $c_n = c/n < c$ в неподвижных средах, т.к. в земных условиях везде $n > 1$. Так потому, что оптические среды включают в себя, кроме неподвижного эфира (у которого $n=1$.), ещё и поляризующиеся частицы веществ, могущих быть подвижными и неподвижными. В условиях такой реальности правило релятивистского сложения скоростей, строго говоря, даётся выражением:

$$\tilde{c}_{\pm} = c/n \oplus v = \frac{c/n \pm v}{1 \pm \frac{v \cdot c/n}{c^2}} = \frac{c/n \pm v}{1 \pm v/n c} , \quad (9)$$

которое именно при $n \rightarrow 1$ асимптотически стремится к (8). Как и формула (8) в отношении унитарного инварианта c , так и формула (9) в отношении комплекса $c_n = c/n$ для составных сред из эфира и частиц, инвариантны. Это легко показать. Если прямое (для вариации $\delta c = \pm v \ll c$) преобразование скорости c/n света в неподвижной среде с помощью (9) даёт \tilde{c}_{\pm} , то обратное преобразование \tilde{c}_{\pm} (для противоположной вариации $\delta c = \mp v$) даёт в ИСО' значение:

$$\tilde{c}' = \tilde{c}_{\pm} \oplus v = \frac{(\tilde{c}_{\pm} \mp v)}{1 \mp \tilde{c}_{\pm} v / c^2} = c/n , \quad (10)$$

т.е. даёт ту же скорость в подвижной среде. Найдём описанным выше способом явное выражение скорости света, инвариантное в подвижной и неподвижной средах для корректного учёта эффектов второго порядка малости отношения v/c .

Для этого разложим правую часть (9) в ряд по малому параметру $\pm v/c$, не ограничивая значения n никакими условиями:

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n} \left[\left(1 \pm \frac{v}{c} n \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \pm \frac{v^3}{c^3} \frac{1}{n} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) - \frac{v^4}{c^4} \frac{1}{n^2} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \pm \dots \right] . \quad (11)$$

Первые два члена этого ряда, как известно [7], дают дорелятивистскую формулу Френеля $\tilde{c}_{\pm} = c/n \pm v(1-n^2)$, которая не инвариантна для учёта эффектов второго порядка. Её применение требует введения в расчёты релятивистских поправок при переходах от ИСО₀ к ИСО' и обратно [3-5]. Оказывается, если прямое преобразование скоростей по (11) ограничить не двумя, а тремя членами ряда, включающими первый и второй порядок отношения v/c

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \left[\frac{c}{n} \pm v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) - \frac{v^2}{cn} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \right], \quad (12)$$

то, выполнив по (10) обратное преобразование, казалось бы, приближённого выражения (12), мы получим при удержании всех членов второго порядка v/c тот же результат $\tilde{c}'=c/n$, что и при строгом обратном преобразовании (10). Это указывает на то, что "уточнённая" (сохранением членов второго порядка v^2/c^2) формула Френеля (12) становится при описании эффектов второго порядка приближённо (с погрешностью второго порядка $\sim 10^{-6}$) инвариантной относительно параметра c/n в подвижных и неподвижных средах [5].

Время пробега TEM_{oom} -волны туда и обратно расстояния l_{\parallel} между зеркалами резонатора, ориентированного m -модой колебаний параллельно \mathbf{V} , рассчитывается с помощью (12). Этот расчёт даёт следующее выражение периода его резонансного колебания:

$$mT_{\parallel} = \frac{l_{\parallel}}{\tilde{c}_{+}} + \frac{l_{\parallel}}{\tilde{c}_{-}} = \frac{2l \cdot n}{c} \left[1 - \frac{v^2}{c^2} \frac{\Delta\varepsilon(1-\Delta\varepsilon)}{\varepsilon} \right]. \quad (13)$$

Выражение (13) инвариантно (с точностью до учёта эффектов второго порядка v^2/c^2) в инерциально подвижной и неподвижной оптических средах. В работе [5] я показал, что использование инварианта (12) при определении времён распространения света в ортогональных плечах интерферометра Майкельсона не требует других релятивистских поправок к их геометрооптическому расчёту. Так, не требуется вводить геометрических поправок на снос перпендикулярного к \mathbf{v} луча с помощью "Лоренцева треугольника", на Лоренцево сокращение или Лоренцево замедление времени в параллельном к \mathbf{v} луче, которые эвристически вводились ранее для коррекции расчётов, основываемых на Лоренц-неинвариантных выражениях дорелятивистской физики.

Учитывая сказанное, выражение периода резонансного колебания моды с индексом $m = v / \Delta\nu_o$, как времени пробега TEM_{oom} -волной туда и обратно расстояния l_{\perp} между зеркалами резонатора, ориентированного m -модой колебаний перпендикулярно \mathbf{v} (когда проекция \mathbf{v} на луч, $v_{\perp} = 0$), рассчитываем с помощью Лоренц-инварианта (12):

$$mT_{\perp} = \frac{l_{\perp}}{\tilde{c}_{+}} + \frac{l_{\perp}}{\tilde{c}_{-}} = \frac{2l \cdot n}{c}. \quad (14)$$

Вычитая из (14) форму (13), для разности $m \cdot \delta T = m(T_{\perp} - T_{\parallel})$ периодов m -моды резонансного колебания, изменяющихся при повороте резонатора в горизонтальной плоскости Земли для конструкции $l_{\perp} = l_{\parallel} = l$ (при учёте, что в объёмных резонаторах $2l \cdot n / mc = 1 / \nu = T$), получаем выражение:

$$\delta T = T_{\perp} - T_{\parallel} = \frac{2l \cdot n}{m \cdot c} \frac{v^2}{c^2} \frac{\Delta\varepsilon(1-\Delta\varepsilon)}{\varepsilon}; \quad \delta T / T = \frac{v^2}{c^2} \frac{\Delta\varepsilon(1-\Delta\varepsilon)}{\varepsilon}. \quad (15)$$

Выражение относительного изменения резонансной частоты высокочастотного газонаполненного резонатора с TEM_{oom} -волной (если учесть, что $\nu_{\perp} = 1/T_{\perp}$; $\nu_{\parallel} = 1/T_{\parallel}$; $\delta\nu = \nu_{\parallel} - \nu_{\perp}$; $\delta\nu/\nu \approx \delta T/T$) получается сразу из (15):

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = \frac{v^2}{c^2} \frac{\Delta\varepsilon(1-\Delta\varepsilon)}{\varepsilon}, \quad (16)$$

где $\nu = \nu_{\perp}$ – невозмущённое значение резонансной частоты резонатора, т.к. колебания m -моды ортогонального к \mathbf{v} резонатора формируется скоростью света $\tilde{c}(v_{\perp}=0)=c/n$, не зависящей от $|\mathbf{v}|=v = v_{\parallel}$. Учитывая, что в вакуумированной полости $\Delta\varepsilon = (n^2 - 1) \ll 1$, $\Delta\varepsilon^2 \ll \Delta\varepsilon$ из точной формулы (16) сразу следует приближённая формула (6), выведенная в предыдущих версиях v1 и v2 этой работы другим упрощённым способом.

Таким образом, если в полости вакуумированного резонатора последовательно учитывать влияние поляризации оптической среды показателем $n > 1$, то наблюдаемый систематический сдвиг резонансной частоты при его повороте в горизонтальной плоскости Земли все-

гда будет выявлять анизотропию скорости света при помощи алгоритма (8-16). Эта достаточно строгая интерпретация позволяет определять по сдвигу резонансной частоты объёмных резонаторов с вакуумированной полостью скорость абсолютного движения Земли по приближённой формуле (7). Для твёрдотельных объёмных резонаторов, у которых резонирующая полость образована оптической средой с $\Delta\varepsilon > 0.5$, надо пользоваться более точной формулой (15). При такой корректной интерпретации результатов измерений ненулевых сдвигов резонансной частоты в зависимости от времени проведения измерений в 24-часовом цикле дня и ночи обработка их по (7) или (15) всегда даст проекцию абсолютной скорости Земли в эфире на 56 град. СШ может изменяться от 140 до 480 км/с [3-5]. Измерения сдвига частоты резонатора, зафиксированные в [1], дают при обработке по формуле (7), значение горизонтальной проекции абсолютной скорости Земли $v \sim 400$ км/с.

4. Анализ результатов [2] измерений на сапфировом резонаторе

Для того, чтобы рассчитать скорость v при $(n^2 - 1) > 0.5$, мы должны вести обработку измерений сдвига резонансной частоты по формуле (15), учитывающей более сложные процессы увлечения света частицами плотной оптической среды внутренней полости резонатора. Учитывая (15), мы получаем общую формулу, пригодную для любых значений n :

$$\left(\frac{\delta c}{c}\right)_{\text{mov.med.}} = \frac{v^2 (n^2 - 1)(2 - n^2)}{c^2 n^2}. \quad (17)$$

Как уже отмечалось, экспериментально наблюдаемой величиной в опытах [1-2] является относительный сдвиг $\delta v/v$ резонансной частоты резонатора. После подстановки (2) в левую часть (17), получаем

$$\left(\frac{\delta v}{v}\right)_{\text{mov.med.}} = \frac{v^2 (n^2 - 1)(2 - n^2)}{c^2 n^2}. \quad (18)$$

При измерении на сапфировом резонаторе, у которого $m = 10000$, авторы [2] пишут об определенных трудностях наблюдения разности резонансных частот $\delta v_{\text{saph}} = |v_{\text{saph}} - v_{\text{evac.}}|$, которые они отнесли к влиянию "небольших деформаций оптического поворотного стола" и другим лабораторным эффектам. На мой взгляд, эти трудности связаны с громадным сдвигом ($\delta v_{\text{saph}} \sim 10^9$ Hz) резонансной частоты сапфирового резонатора, который не может регистрировать низкочастотный спектр-анализатор из [1], применявшийся для измерения малых разностей резонансных частот вакуумированных резонаторов ($\delta v_{\text{evac.}} \sim 0.001 \div 1$ Hz). Сдвиг резонансной частоты сапфирового резонатора оказался в 10^{12} раз большим, чем у вакуумированных. Это гораздо больше, чем ожидали в [2]. Сдвиг δv_{saph} может превосходить разницу Δv_o между соседними модами опорного вакуумированного резонатора, которую мы оценим из (1) для $m = 380000 \pm 1$ так:

$$\left(\frac{\Delta v_o}{v}\right)_{\text{evac.}} \approx \frac{1}{m} = \frac{1}{380000} \approx 3 \cdot 10^{-6}. \quad (19)$$

При этом, очевидно, $(\Delta v_o/v)_{\text{saph.resonator}} = 1/10000 \gg (\Delta v_o/v)_{\text{vac.resonator}}$. Здесь и далее величина $\Delta v_o = v_m - v_{m+1}$ определяет разность частот между соседними модами резонатора (её будем называть частотной полосой), а величина $\delta v(\varphi)$ определяет сдвиг резонансной частоты резонатора, разворачиваемого на угол φ . Таким образом, величина δv характеризует как сдвиг отдельной m -моды, так и частотной сдвиг полосы, как целого.

Таким образом, часть причин, почему экспериментаторы [1, 2] не заметили аномально высокий сдвиг резонансной частоты сапфирового резонатора можно объяснить использованием ими низкочастотного спектр-анализатора из работы [1], не предназначенного

для наблюдения высокочастотных биений в интервале $1 < \delta\nu < 10^9$ Гц, возникающих между сапфировым и вакуумированным резонаторами. Если моё предположение о срыве в работе beat note (за счёт перескока автомата подстройки частоты лазеров с $m=380000$ на 380000 ± 1 моду) верно, то для оценки ν по формуле (6) нужно использовать отброшенную в [2] величину относительного сдвига (19), соответствующую 380000 ± 1 моде, а не полученную в [2] артефактную величину $(\delta\nu/\nu)_{\text{saph.}} = 4 \cdot 10^{-15}$. Таким образом, для сапфирового резонатора мы принимаем

$$\left(\frac{\delta\nu}{\nu}\right)_{\text{mov.med.}} \approx \left(\frac{\Delta\nu_o}{\nu}\right)_{\text{evac.}} . \quad (20)$$

Используя (20) в (18), получаем

$$\left(\frac{\Delta\nu_o}{\nu}\right)_{\text{evac.}} = \frac{\nu^2 (n^2 - 1)(2 - n^2)}{c^2 n^2} . \quad (21)$$

Подставляя из (19) зафиксированный в [2] скачок частоты лазера $(\Delta\nu_o/\nu)_{\text{saph.}} = 3 \cdot 10^{-6}$ предположительно с моды $m=380000$ на моду $m=380000 \pm 1$ в левую часть (21) и решая это уравнение относительно ν , при $n_{\text{saph.}} \approx 1.75$ получаем правильную оценку скорости "эфирного ветра", измеренную в [2]:

$$\nu = c \sqrt{\left| \left(\frac{\Delta\nu_o}{\nu}\right)_{\text{vac.skip}} \frac{n^2}{(n^2 - 1)(2 - n^2)} \right|} \approx \sqrt{\frac{1.5}{380000}} \approx 600 \text{ км/сек} . \quad (22)$$

Эта оценка совпадает с порядком величины ν , рассчитанной из (7) по сдвигу частот вакуумированных резонаторов по описанной выше модели динамической анизотропии оптических сред, представляемых в виде поляризуемой смеси неподвижного эфира (вакуума) и поступательно движущихся в нём частиц того или иного вещества.

Если же соотношение типа (6) продолжает выполняться в твердотельной оптической среде, как в случае (18), то для измерения возможного большего сдвига частоты следует применить схему выделения биений и спектроанализатор, работающие в более широком диапазоне частот, вплоть до 10^9 Hz (т.е. необходимо заменить спектроанализатор частот $10^{-3} \div 1$ Гц [2] на диапазон $1 \div 10^9$ Гц). В этом случае, постепенно вращая резонатор, можно наблюдать плавный сдвиг частоты $\delta\nu_{\text{saph.}} = |\nu_{\text{saph.}} - \nu_{\text{evac.}}|$, который многопорядково больше, чем $\delta\nu_{\text{evac.}} = |\nu_{\text{evac.}\perp} - \nu_{\text{evac.}\parallel}| = 10^{-3} \div 1$ Hz. Частотный сдвиг может достигать, согласно оценкам по (19), значений $\delta\nu_{\text{saph.}} = \Delta\nu_{o(\text{evac.})} = \nu/m \approx 3 \cdot 10^{14} / 380000 = 0.79 \cdot 10^9$ Гц, где $\nu = 3 \cdot 10^{14}$ Hz является резонансной частотой резонаторов в [1, 2]. Ясно, что в этом случае электронная система автоматической подстройки частоты лазеров, настроенная на 380000-ю моду, может перескочить на моду с $m=380000 \pm 1$.

В целях повышения отношения сигнал/шум от сапфирового резонатора на выходе преобразователя частоты было бы полезно уменьшить амплитуду лазерного сигнала на его входе ниже 20 мВт, не опасаясь снижения мощности сигнала на выходе преобразователя ниже 20 нВт, так как шумы от нелинейности преобразователя могут упасть в большее число раз.

Чтобы избежать описанного выше перескока резонансной частоты лазера, питающего сапфировый резонатор, на соседнюю моду эталонных резонаторов и для более стабильной работы автоматической подстройки частоты сигнальных лазеров следует взять полости эталонных резонаторов с меньшими линейными размерами. Тогда, согласно (19), ширина $\Delta\nu$ частотной полосы опорных резонаторов станет больше и частотное расстояние между их соседними модами увеличится до значения, которое не будет перекрываться сдвигом $\delta\nu_{\text{saph.}} = |\nu_{\text{saph.}} - \nu_{\text{evac.}}|$.

5. Обсуждение результатов

Таким образом, мы использовали модель Френеля (3) увлечения света движущейся средой, предполагая скорость v среды соответствующей скорости абсолютной системы отсчета. Эта модель побудила нас явно принять во внимание поляризационный вклад частиц среды (лабораторного вакуума), в которой свет распространяется. Подставляя все характеристики и результаты эксперимента [1] в расчет по формулам (6) и (2) или (18) и (2), полученные из модели Френеля, мы получили $v \neq 0$. Это является следствием того, что измерения [1] были выполнены не в абсолютном вакууме ($n = 1$), как эфирной среде без частиц, а в эфирной среде с частицами с показателем преломления $n > 1$.

Для ожидаемых значений v по (18) был сделан прогноз $\delta v/v \approx (v^2/c^2)(n^2 - 1)$ относительной разности между резонансными частотами ортогональных резонаторов, который предполагал проверку модели на средах с различной оптической плотностью n . На рис.1 на базе измерений в [1] относительного сдвига $A_v = \delta v / \Delta v_0$ частотной полосы шириной $\Delta v_0 = v/m$ вакуумированных резонаторов и измерений в [11, 12] относительных сдвигов интерференционной полосы $A_m = X_m / X_0$ на интерферометрах типа Майкельсона воспроизведена линейная зависимость $A_i(\Delta \epsilon)$ в широком диапазоне значений $\Delta \epsilon = n^2 - 1$. Она построена для длины плеч интерферометров, примерно равных продольным размерам полостей объёмных резонаторов (15÷25 см). Значения давлений воздуха от глубокого разрежения ($< 10^{-8}$ бар) до нормального давления $p = 1$ бар были взяты мной из описаний экспериментальных установок авторами [1, 11, 12] и по-новому интерпретированы [13, 14].

Частотная полоса шириной Δv_0 в резонаторных опытах, как отмечалось выше, по сути, совпадает с шириной интерференционной полосы интерферометра Майкельсона. Отношение $\delta v / \Delta v_0$ абсолютного сдвига δv резонансной частоты ν резонатора к ширине частотной полосы $\Delta v_0 = v/m$ мы называем здесь относительным сдвигом частотной полосы резонатора, который по сути адекватен относительному сдвигу $A_m = X_m / X_0$ полосы интерферометра шириной X_0 .

Мы учитываем адекватность такого представления при сопоставлении на рис.1 результатов измерения относительного сдвига $A_m = X_m / X_0$ интерференционных полос, полученных на интерферометрах Майкельсона [3-5, 11, 12], с результатами сдвига частотной полосы $\delta v / \Delta v_0$ на резонаторах [1, 2]. Сопоставление сдвигов (частотных полос резонаторов и интерференционных полос интерферометров) выполнено на рис.1 для одинаковых длин ($L_{\perp} = L_{\parallel} = 15$ см) m -полостей резонаторов и плеч интерферометров. В работах [13, 14] я доказал, что измерения сдвигов высококонтрастных интерференционных полос в [11, 12] могли быть выполнены только на паразитных переотражениях света от торцов стержней из плексигласа и стекла соответственно в воздухе и вакууме. При этом длина переотражательных зазоров, выполнявших функции "плеч" интерферометров, была $L_{\perp} = L_{\parallel} \sim 15 \div 25$ см. Именно это дало возможность сопоставить на рис.1 результаты зафиксированных в [11, 12] ненулевых сдвигов интерференционных полос со сдвигами резонансных частот [1, 2] при трёх плотностях частиц в светоносах: в глубоком ($< 10^{-8}$ бар, — ●) и обычном ($\sim 10^{-2}$ бар, — ●) вакуумах, и в воздухе нормального давления (1 бар, — ●).

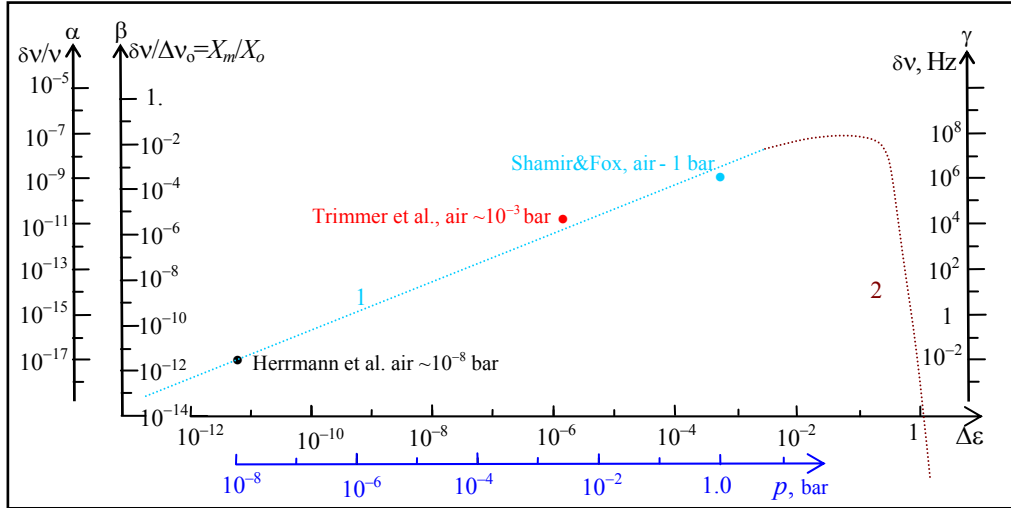


Fig.1. The dependence of the relative shift $\delta\nu/\nu$ resonance frequencies (шкала α), или относительного сдвига частотной полосы (в долях ширины частотной полосы, шкала β), или абсолютного сдвига resonance frequencies (шкала γ) of orthogonal gas-filled resonators или интерферометров с короткими (15÷25 см) gas-filled arms, on the contribution $\Delta\varepsilon = n^2 - 1$ of particles into its dielectric permittivity $n^2 = \varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$ светонесущей среды (or on the pressure p of the gas в светонесущей зоне),

1 – по измерениям [1, 2] относительного сдвига частотной полосы $\delta\nu/\Delta\nu$ шириной $\Delta\nu = \nu/m$ между соседними модами резонатора;

2 – по моим измерениям [3-5] относительного сдвига интерференционной полосы X_m/X_0 шириной X_0 на интерферометрах типа Майкельсона-Морли.

Чтобы быть точным, я построил прямую в координатах $\delta\nu(\Delta\varepsilon)$, где $\Delta\varepsilon = n^2 - 1$. Наклон этой линии вычисляется по моей модели с данными [1], начальная точка соответствует параметрам системы, изученной в [1]: давление 10^{-8} бар ($\Delta\varepsilon = 6 \cdot 10^{-12}$) и относительный сдвиг частоты $\delta\nu/\nu = 10^{-17}$. Как видно из рис.1, экстраполяция этой линии к более высоким плотностям разреженной среды проходит через точки [11, 12], восстановленные в терминах $\Delta\nu_0/\nu \sim \Delta X_m/X_0$ с учетом замечаний к таблице I.

Авторы [1], могут быстро проверить справедливость этого предсказания на их экспериментальной установке. Общие рекомендации сводятся к тому, что измерения должны проводиться от достигнутых низких значений давления газа, например, начиная от значений $p = 10^{-8}$ бар, с постепенным переходом к более высоким плотностям вплоть до воздуха нормального давления. При этом надо следить, например, по γ -шкале рис.1, чтобы ожидаемый частотный сдвиг $\delta\nu$ не превышал границ измерительных приборов (для нормального давления воздуха в полости резонатора, согласно рис.1, эта граница должна быть не ниже 1 МГц). Таким образом, все схемы измерения установки должны быть рассчитаны на более широкий диапазон частот.

Эфир и частицы по-разному поляризуются светом при движении вдоль и поперёк вектора скорости \mathbf{v} поступательного движения оптической среды. Возбуждаемая при этом динамическая пространственная дисперсия показателя преломления $n(\mathbf{v}\mathbf{c}) > 1$ поступательно движущихся оптических сред порождает явление анизотропии скорости света, т.к. именно показатель преломления определяет скорость света $\tilde{c} = c/n(\mathbf{v}\mathbf{c})$. Изотропия скорости света $\tilde{c} = c$ восстанавливается в асимптотическом пределе эфира без частиц $n = 1$.

Таблица 1. Иллюстрация разбросов опубликованных за последние 130 лет разными авторами результатов измерений скорости эфирного ветра v и краткое описание необходимого устранения некорректностей в измерениях или их интерпретации, дающего истинное значение $v \approx 500$ км/с.

№	Авторы	Скорость эфирного ветра (анизотропия скорости света)	Уточнённое мной значение скорости эфирного ветра после устранения ошибок или артефактов опыта	Необходимые устранения некорректностей в опытах или их интерпретации
1	Майкельсон, 1881	Не обнаружена	–	Требуется увеличение длин плеч интерферометра не менее чем до 6 м и повышение разрешения сдвига полосы от $\sim 1/40$ [8–10] до $1/120$ [3–5]. Полный пересмотр физической модели увлечения светового комплекса поступательным движением частиц светоносов, тонко учитывающий перераспределение инерционного последействия поляризаций эфира и частиц, устраняющие 4-00-кратное занижение измеряемого по сдвигу полосы v
2	Майкельсон&Морли, 1887	$2 \leq v \leq 6$ км/с	$v \leq 240$ км/с	Учтён артефакт отражения лучей от прямых граней на концах плексигласовых стержней [13]
3	Миллер, 1926	$3 \leq v \leq 12$ км/с	$120 \leq v \leq 480$ км/с	
4	Демьянов, 1968	$140 \leq v \leq 480$ км/с	–	Выведена правильная формула обработки измерений сдвига полосы [3, 5]
5	Шамир&Фокс, 1968	$v \leq 6.6$ км/с	$v \sim 400$ км/с	Учтён вклад частиц в проницаемость лабораторного вакуума, см формулу (7).
6	Триммер и др., 1973	$v \leq 3.8$ см/с	$v \sim 400$ км/с	
7	Херрманн и др., 2009	$\delta c = 30$ ангстрем/с	$v \sim 500$ км/с	Устранён артефакт неучёта в опыте с сапфировым резонатором перескока системы АПЧ с 380000-й моды на 380000 ± 1 моду опорного кварцевого резонатора, см. (19–22).
8	Нагель и др., 2010	$\delta c = 0.3$ микрон/с	$v \sim 600$ км/с	

Из таблицы 1 видно, что широкий спектр недооценок ($0 \leq v < 12$ км/с) скорости эфирного ветра в перечисленных работах способствовал формированию за последние ~ 130 лет "отрицательного" статуса опытов типа Майкельсона-Морли, якобы не способных обеспечить экспериментальное определение абсолютного движения Земной лаборатории в космическом эфире. Я доказываю, что все эксперименты на интерферометрах типа Майкельсона и резонаторных установках этого же типа содержат в себе нечёткие признаки наличия сдвига интерференционной полосы или частотной полосы в резонаторах и уже только поэтому положительны. Конструктивный пересмотр всех положительных в этом смысле экспериментов позволил, во-первых, повысить четкость их проявления на соответствующим образом сниженном фоне шумов прибора и, во-вторых, дать правильную интерпретацию наблюдаемым ненулевым сдвигам интерференционной полосы и сдвигам частотной полосы в резонаторах. После исправления замеченных ошибок в цитированных здесь работах наблюдаемые в них скорости стационаризируются в относительно узком интервале значений $120 \leq v < 600$ км/с (см. таблицу 1), свидетельствующих о положительности опытов типа Майкельсона-Морли и наблюдаемости абсолютных движений из самой движущейся инерциальной системы отсчёта.

Неучёт или неправильный учёт влияния среды на участках прохождения луча в плечах интерферометра или в полостях резонаторов является типичным за всю историю опытов типа Майкельсона-Морли. В таблице 1 приведены данные опытов разных авторов и наша их переоценка, проведённая на основании модели увлечения света поступательно движущимися в неподвижном эфире частицами оптической среды. Ключевым явлением этой модели является синергия (реактивная взаимосвязь) поляризационных процессов в эфире (порождающих эфирную часть $\epsilon_{\text{aether}} = 1$. диэлектрической проницаемости) и в частицах (порождающих её вещественную часть $\Delta\epsilon$), формирующих то, что в теории Максвелла мы называем полной диэлектрической проницаемостью ($\epsilon = 1 + \Delta\epsilon$) оптической среды.

В таблице приведены данные экспериментов различных авторов и мой пересчет осуществляется с использованием модели увлечения света средой, а также зафиксированы характерные недостатки экспериментов за последние 130 лет.

Acknowledgment

The author is grateful to Dr V.P. Dmitriyev for valuable comments and useful suggestions during the preparation of this paper.

References

- [1] S. Herrmann, A. Senger, K. Mohle, M. Nagel, E. V. Kovalchuk, and A. Peters, Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the 10^{-17} level, Phys. Rev. D 80, 105011 (2009).
- [2] M. Nagel, K. Mohle, K. Doringshoff, S. Hermann, A. Senger, E.V. Kovalchuk, and A. Peters, Testing Lorentz invariance by comparing light propagation in vacuum and matter, arXiv:1008.1205v2 [physics.ins-det], 9 Aug 2010
- [3] V.V.Demjanov, Undisclosed mystery of the great theory, Ushakov State Maritime Academy, Novorossyisk, 1-st ed. 2005, 2nd ed. 2009, 330 p.
- [4] V.V.Demjanov, Physical interpretation of the fringe shift measured on Michelson interferometer in optical media, Phys.Lett.A 374, (2010) 1110-1112; arXiv:0910.5658 oct. 2009.
- [5] V.V.Demjanov, What and how the Michelson interferometer measure, arXiv: 1003.2899 v6 (4 march 2011).
- [6] Tables of physical quantities, Handbook, edited by I.K.Kikoin, M.: "Atomizdat", 1976, p.634 (in Russian).
- [7] W.Pauli, *Relativitätstheorie*. Enz. Math. Wiss. *bd.V, h.IV*, Art.19 (1921).
- [8] A.A.Michelson, E.W.Morley. The relative motion of the Earth and the luminiferous aether. Am.J.Sci., ser.3, v.34, pp.333-345 (1887).
- [9] D.C.Miller. Significance of the ether-drift experiment of 1925 at Mount Wilson, Science. v.68, No 1635, pp.433-443 (1926).
- [10] A.A.Michelson et al., Repetition of the Michelson-Morley experiment, Journ. Opt.Soc.,v.18, No.3, p.181 (1929).
- [11] J.Shamir, R.Fox. A new experimental test of special relativity. Nuovo Cim., v.62, No 2, pp.258-264 (1969).
- [12] W.S.N. Trimmer, R.F. Baierlein, J.E. Faller and H.A. Hill. Experimental search for anisotropy in the speed of light, Phys. Rev. D, v.8, №10, p.p.3321-3326 (1973).
- [13] V.V.Demjanov, Why Shamir and Fox did not detect "aether wind" in 1969? ViXra 1008.003 (2 авг. 2010)
- [14] V.V.Demjanov, Why Trimmer et al. "did not detect" aether wind in 1973? ViXra 1008.0075 (26 авг. 2010).