

Интерферометр типа Майкельсона на эффектах первого порядка отношения V/c

(третий метод измерения скорости "эфирного ветра")

В.В.Демьянов

Государственная Морская Академия им. В.Ф.Ушакова, Новороссийск
e-mail: demjanov@nsma.ru

Более ста лет сохраняется убеждение, что интерферометр Майкельсона не может обнаружить эфирный ветер по эффектам первого порядка отношения V/c . Ниже будет показано, что вырождение чувствительности интерферометра к эффектам первого порядка можно снять изменением традиционной конструкции прибора. Мой эксперимент показал, что двусредовым прибором на эффектах первого рода отношения V/c можно надёжно измерять смещение интерференционной полосы (и, таким образом, скорость "эфирного ветра") и с гораздо большим успехом, чем интерферометром Майкельсона на эффектах второго порядка. В отличие от традиционного подхода, в интерферометре первого порядка лучи света (после раздвоения на полупрозрачной пластине) распространяются в обоих ортогональных плечах к отражающим зеркалам в одной оптической среде (с диэлектрической проницаемостью ϵ_1), а возвращаются после отражения от зеркал к сводящей их пластинке для интерференции через другую среду (с диэлектрической проницаемостью ϵ_2). Сдвиг интерференционной полосы надёжно обнаруживается (при повороте интерферометра на 90°) даже на газовых светонесущих парах при длине плеч до 1 м. При этом величина сдвига оказывается пропорциональной отношению первой степени V/c , и разности $(\epsilon_1 - \epsilon_2)$.

Экспериментальные данные интерпретированы на основе классической схемы лучевой оптики двумя методами: 1) с помощью модели Френелева увлечения света подвижной оптической средой в пренебрежении квадратичными членами V/c (в том числе и лоренцевым сокращением продольного к V плеча, как квадратичного по отношению V/c), 2) с помощью классической теории диэлектрической частотной дисперсии подвижных сред, дополненной учётом классического и релятивистского эффектов Доплера при описании поступательного движения (со скоростью V) частиц светонесущих интерферометра в эфире. По наблюдениям сдвига полосы на интерферометре первого порядка V/c обнаружено (на широте г. Обнинска) изменение горизонтальной проекции скорости Земли относительно светонесущего эфира в пределах $140 < V < 480$ км/с в зависимости от местного времени дня и ночи.

PACS номеров: 42.25.Bs, 42.25.Hz, 42.79.Fm, 42.87.Bg, 78.20.-E

Ключевые слова: формула Доплера в интерферометре Майкельсона, оптические светонесущие среды, эфирный ветер

1. Два варианта детектора "эфирного ветра" разного порядка по V/c

Как известно [1, 2], сдвиг интерференционной полосы при вакуумировании светонесущих пролётов лучей в интерферометре Майкельсона отсутствует. Интерферометр Майкельсона становится чувствительным к "эфирному ветру" только при использовании в нем в качестве светонесителя оптической среды с показателем преломления $n > 1$ [1, 2]. Таким образом, интерферометр Майкельсона с вакуумированными светонесущими пролётами лучей (как измерительный прибор), ни формулы Майкельсона для обработки измерений сдвига интерференционной полосы, не учитывающие реальные диэлектрические свойства светонесущих (как метод интерпретации) не подходят для выявления "эфирного ветра". Если свет проходит в плечах интерферометра туда и обратно всегда по одной среде, сдвиг интерференционной полосы X_m оказывается пропорциональным квадрату скорости интерферометра относительно эфира: $X_m \sim (V/c)^2$, где $V \ll c$. Здесь учёт лоренцева сокращения продольного плеча интерферометра является принципиально важным.

Ниже в статье обсуждаются результаты экспериментов на интерферометре Майкельсона такой конфигурации, что свет в обоих плечах прибора проходит последовательно через две различные оптические среды – "туда" по одной (с проницаемостью ϵ_1), а "обратно" по другой (с проницаемостью ϵ_2). В этом случае суммарный сдвиг полосы оказывается пропорциональным и V/c , и V^2/c^2 , где $V \ll c$. Поскольку $V/c \gg V^2/c^2$ в 1000 раз, устройство двусредового интерферометра является более чувствительным к "эфирному ветру", чем односредового. Прибор первого порядка имеет гораздо большее отношение сигнал/шум. Во-первых, потому, что разнесены вход лучей в первую среду от их выход к интерференционному экрану 1 (как показано на рис.1) из второй среды, что существенно снижает паразитные интерференционные шумы прибора по сравнению с интерферометром 2-го порядка, в котором входом и выходом лучей совмещается (детальное рассмотрение дано в [3]). Во-вторых, шумы интерферометре первого порядка меньше во столько раз, во сколько раз короче удаётся сделать длину оптического пролёта лучей (практически в $10 \div 100$ раз).

2. Двусредовый детектор "эфирного ветра"

Двусредовый прибор во многом похож на традиционный поворотный крестообразный интерферометр (см. рис.1); его разрешающая сила по фиксации сдвига интерференционной полосы прямо пропорциональна, во-первых, первой степени отношения V/c , во-вторых, разности $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ диэлектрических проницаемостей выбранной пары оптических сред для переноса лучей в каждом плече "туда" и "обратно". В нём свет расщепляется также полупрозрачной пластинкой на два ортогональных луча. Затем каждый луч идет в каждом плече к своему зеркалу через оптическую среду с диэлектрической проницаемостью ε_1 , а обратно возвращается другим путём, параллельным с первым, по оптической среде с диэлектрической проницаемостью ε_2 . Эти среды разнесены в пространстве малым смещением контейнеров (обратного хода луча в среде ε_2 над лучом прямого хода в среде ε_1). Пространственное разнесение лучей света достигается при помощи двух пар зеркал, установленных одно над другим (на рис.1 этот сдвиг изображён условно в горизонтальной плоскости). В итоге, возвращённые продольный и поперечный (относительно V) лучи встречаются в смещённой точке на другой полупрозрачной пластинке, устанавливаемой параллельно над первой (под тем же углом 45° к лучам). Сведённые подобным образом лучи ортогональных плеч встречаются на интерференционном экране 1 (по рис.1), интерференционная картина с которого проектируется телескопическим объективом 2 на экран видикона 3 и транслируется с помощью TV-установки на экран кинескопа 7 в виде изображения 8.

3. Вычисление скорости эфирного ветра по измеряемому смещению интерференционной полосы

Смещение интерференционной полосы пропорционально разности $\Delta t = t_1 - t_2$ времён t_1 и t_2 распространения лучей в ортогональных плечах интерферометра туда-обратно в соответствии с формулой [2]:

$$X_m = cX_0\Delta t/\lambda, \quad (1)$$

где X_0 – ширина интерференционной полосы 8 (рис.1) и λ – длина волны света в лучах. В силу (1), мы можем всегда сдвиг интерференционной полосы (X_m) выразить в терминах временного интервала Δt . Исходим из того, что Земля, лабораторная установка и все частицы воздушной атмосферы (или другого светоносителя в плечах интерферометра) движутся поступательно в эфире со скоростью V . Скорость света $\tilde{c}$ в движущейся со скоростью $V > 0$ оптической среде светоносов интерферометра определяется формулой Френеля:

$$\tilde{c}_{\pm} = [c/n \pm V(1 - n^{-2})] = c \cdot [(\varepsilon)^{-1/2} \pm \beta \cdot \Delta\varepsilon/\varepsilon], \quad (2)$$

где $\beta = V/c$, а $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$ – полная проницаемость светоносной среды.

Строго говоря, даваемая (2) скорость, измерена в системе отсчёта неподвижного эфира. Так как в рассматриваемом приборе регистрируются характеристики первого порядка V/c , на фоне которых эффекты второго порядка $\sim (V/c)^2 \ll V/c$ не учитываются, как бесконечно малые величины, выражение (2) с погрешностью $V/c \sim 10^{-3}$ справедливо и в лабораторной подвижной системе отсчёта. Здесь n является показателем преломления, а величина $n^2 - 1 = \Delta\varepsilon$ описывает вклад частиц в полную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon = n^2$ оптической среды, базовый поляризационный вклад эфира в которую в таком Максвелловом представлении всегда равен 1. ($\varepsilon_{эф.} = 1$).

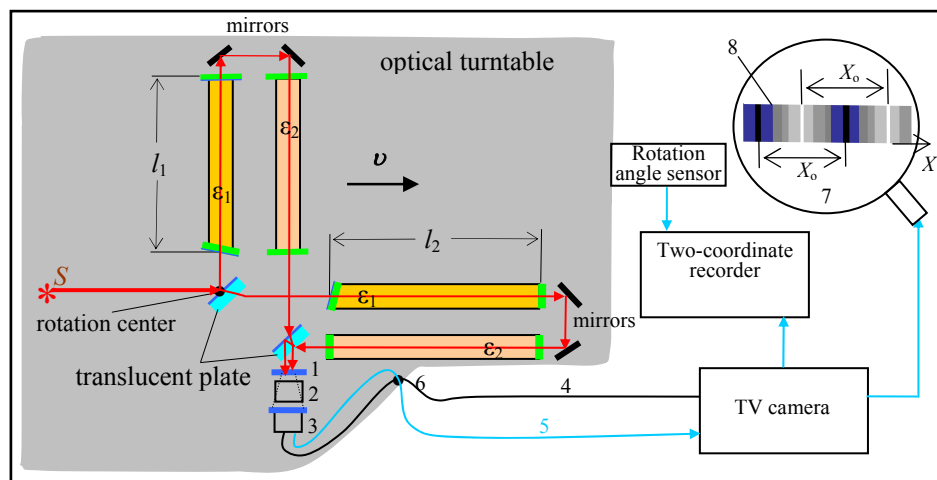


Рис.1. Функциональная схема интерферометра 1-го порядка по V/c (1971 год). Свет исходит из источника S, раздваивается полупрозрачной пластинкой и затем каждый луч проходит последовательно через два установленных один над другим стеклянных контейнера, заполненных светоносными средами соответствующих диэлектрических проницаемостей ε_1 и ε_2 . Торцы трубок-контейнеров, закрыты тонкими стеклянными крышками. После двукратного отражения для сдвига луча во второй контейнер с оптической средой ε_2 , оба луча возвращаются в одну точку на другой полупрозрачной пластинке для интерференции. На схеме: 1 – интерференционный экран, 2 – телескопический окуляр, 3 – видикон с отклоняющей системой, 4, 5 – питающий и видео шнуры, проходящие через трубку 6 в центре вращения, 8 – изображение интерференционной картины на экране кинескопа 7.

Из (2) в классическом приближении геометрической оптики мы получаем время распространения луча "туда" и "обратно" в плече интерферометра, направленном параллельно V :

$$t_{||} = l' / \tilde{c}_+ + l' / \tilde{c}_- \approx l/c \cdot [\sqrt{\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_2 + \beta \cdot (\Delta\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_2)}}] \quad (3)$$

где ε_1 – диэлектрическая проницаемость первой среды (по которой луч идёт "туда"), а ε_2 – второй среды (по которой луч возвращается "обратно"), а $l' = l \cdot (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$. В (3) учтено приближение первого порядка по V/c , согласно которому штрихованные параметры движущейся системы отсчёта с погрешностью $\sim 10^{-3}$ совпадают с нештрихованными параметрами неподвижной системы отсчёта. Это означает, что при выводе (3) были опущены все члены порядка $(V/c)^2$. В ортогональном направлении для времени распространения луча туда и обратно с учётом треугольника Лоренца имеем:

$$t_{\perp} = l \cdot [(c/n_1)^2 + V^2]^{-1/2} + l \cdot [(c/n_2)^2 + V^2]^{-1/2} \approx (\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}) \cdot l/c, \quad (4)$$

где $n_i = \sqrt{\varepsilon_i}$. Если в процессе анализа опустить все члены порядка $(V/c)^2$, то вычитание (3) из (4) даёт:

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{||} \approx \beta \cdot l \cdot (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/c = \beta \cdot l \cdot (\Delta\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_2)/c. \quad (5)$$

Подчёркивание в (5) того, что полные проницаемости светонесущих сред $\varepsilon_1 = 1 + \Delta\varepsilon_1$; $\varepsilon_2 = 1 + \Delta\varepsilon_2$ всегда состоят из не-диспергирующего вклада поляризации эфира ($\varepsilon_{эф} = 1$) и частотно-диспергирующего вклада поляризации частиц $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ первой и второй сред подтверждает вывод [1, 2], что разность Δt времён запаздывания поперечного ($t_{\perp}$) луча относительно продольного ($t_{||}$) определяется только величиной "подвижной части" $\Delta\varepsilon_i$ поляризации оптических светонесущих сред. Ниже этот вывод будет обоснован средствами классической теории дисперсии подвижных сред, в которых учитывается влияние эффектов Доплера первого и второго порядков V/c на длины волн собственных колебаний поступательно движущихся частиц светонесущей среды интерферометра.

Полученная разность Δt соответствует сравнению времён распространения лучей $t_{||}$ и $t_{\perp}$ для одного из плеч интерферометра с двумя средами хода лучей "туда" и "обратно". Время $t_{||}$ фиксируется, когда это плечо направлено вдоль V , а время $t_{\perp}$ – когда это плечо развёрнуто на 90° поперёк V . В реальном приборе всегда работают два плеча с двумя средами в каждом (рис.1), т.к. интерференционная полоса может быть получена только при одновременном присутствии на интерференционном экране 1 (рис.1) обоих ортогональных лучей. Это обеспечивает получение на экране 1 не только самой интерференционной полосы, но и, что особенно важно, непрерывное наблюдение процесса её поперечного смещения (на $\Delta X_m = c X_0 \Delta t / \lambda$) при развороте интерферометра на 90° . Поэтому для связи (5) с экспериментально наблюдаемым процессом смещения ΔX_m полосы на экране 1, полученная выше разность времён Δt для двусредового интерферометра с двумя ортогональными плечами должна быть записана следующим образом:

$$\Delta t \approx \beta \cdot (l_1 + l_2) \cdot (\Delta\varepsilon_1 - \Delta\varepsilon_2)/c. \quad (6)$$

В двуплечном интерферометре с одинаковой длиной плеч ($l_1 = l_2 = l$) результат (5) просто удваивается.

4. Измерение сдвига интерференционной полосы

На рис.2 показана измеренная на широте г. Обнинска амплитуда $A_m = X_m/X_0$ гармонической составляющей сдвига интерференционной полосы в функции местного времени t_{local} . Измерения выполнялись с помощью интерферометра (собранный по схеме рис.1) и охватывали 24-часовой период дня и ночи. В качестве светонесущей среды в прямом направлении использовался сероуглерод (CS_2) проницаемостью $\varepsilon_1 = 1.0037$, а в обратном направлении – воздух нормального давления с $\varepsilon_2 = 1.0006$. Учитывая линейную связь $A_m \sim V$ в (7), масштаб правой оси на рис.2 для скоростей "эфирного ветра" подобран соответствующим значениям экспериментальной кривой $A_m(t_{local})$.

Высокая воспроизводимость полученного экспериментального наблюдения сдвига интерференционной полосы на экране прибора в любое время суток, в любом сезонном периоде года, с высоким отношением полезного сигнала к шумовому дрожанию полосы на экране (см. рис.2), наконец, на приборе сравнительно простой конструкции с не громоздкой оптической платформой (диаметром около 0,5 м), позволяет утверждать, что мной открыт **второй метод** измерения скорости "эфирного ветра", гораздо более надёжный, чем метод интерферометра Майкельсона на эффектах второго порядка отношения V/c . Из рис.2 видно, что полученный на интерферометре первого порядка отношения V/c интервал изменения горизонтальной проекции скорости эфирного ветра ($140 \div 480$ км/с на широте г. Обнинска) хорошо согласуется с интервалом значений $V_{hor.}$ полученных мной на интерферометре второго порядка [1, 2].

По достигнутому в эксперименте на рис.2 отношению "сигнал/шум" видно, что интерферометр 1-го порядка в $(V/c)^{-1} \approx 1000$ раз более чувствителен к детектированию "эфирного ветра", чем интерферометр второго порядка отношения $(V/c)^2$. Это позволило мне снизить даже на газах длину плеч интерферометра 1-го порядка до $L \sim 0.2$ м.

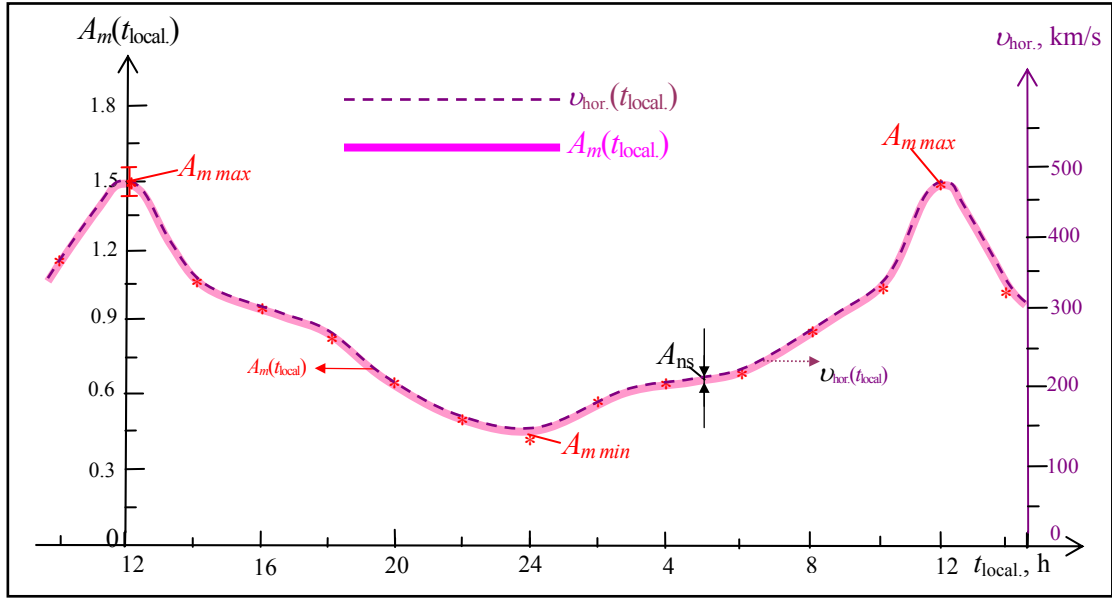


Рис.2. Измеренная относительная амплитуда $A_m = X_m/X_0$ в разное время дня и ночи по местному времени в Обнинске на 55,8° СШ, 22-го июня 1971 года, где X_m – амплитуда сдвига полосы, а $X_0=90$ мм – ширина полосы (8 на рис.1) на экране кинескопа. Ширина A_{ns} линии $A_m(t_{local})$ показывает шум дрожания полосы интерферометра. Горизонтальная проекция $V_{гор}$ скорости "эфирного ветра", рассчитанная из (6), отображается на правой оси ординат в специально подобранном масштабе. Параметры эксперимента: длина плеч интерферометра: $L_1 = L_2 = 0.2$ м; длина волны $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м; газ CS_2 прямых светоносов имел $\epsilon_1=1,0036$, а обратные воздушные светоносы имели $\epsilon_2=1,0006$.

На интерферометре 1-го порядка экспериментально удалось доказать линейную зависимость $X_m \sim (\epsilon_1 - \epsilon_2)$ сдвига полосы X_m от разности проницаемостей светоносителей лучей "туда" (ϵ_1) и "обратно" (ϵ_2). Эта зависимость показана на рис.3. Теоретически она получается из (1) при учёте (6):

$$X_m = X_0 \cdot \beta \cdot (l_1 + l_2) \cdot (\epsilon_1 - \epsilon_2) / \lambda = X_0 \cdot \beta \cdot (l_1 + l_2) \cdot (\Delta\epsilon_1 - \Delta\epsilon_2) / \lambda, \quad (7)$$

где равенство $(\Delta\epsilon_1 - \Delta\epsilon_2) = (\epsilon_1 - \epsilon_2)$ учитывает прямо $(\Delta\epsilon_1 - \Delta\epsilon_2)$ и косвенно $(\epsilon_1 - \epsilon_2)$ вклад поляризации частиц, образующих фундамент подвижной инерциальной системы отсчёта для процесса детектирования эфирного ветра, т.к. по теории Максвелла неподвижная ($\epsilon_0=1$) и подвижная ($\Delta\epsilon_i > 0$) поляризующиеся подсистемы образуют полную поляризующуюся систему светоносной комплекс-среды в виде: $\epsilon_i = 1 + \Delta\epsilon_i$. В такой комплекс-системе поляризационный вклад $\Delta\epsilon_i$ частиц светоносов самореализуется в подвижной области их "лучевого сосредоточения" в приборе, а поляризационный вклад $\epsilon_{эф.} = 1$ эфирной "среды" в эфирном пространстве повсеместен, где бы не находилась подвижная светоносная среда.

На рис.3 показана экспериментальная зависимость сдвига X_m полосы от разности $(\epsilon_1 - \epsilon_2)$ проницаемостей диэлектрической пары светоносов интерферометра 1-го порядка отношения V/c . Как мы видим, X_m линейно растёт от разности проницаемостей ϵ_1 и ϵ_2 в интервале от $\epsilon_1 - \epsilon_2 = 0$ до $\epsilon_1 - \epsilon_2 = 1$. Мною было установлено, что рост амплитуды сдвига интерференционной полосы продолжается до $\epsilon_1 - \epsilon_2 \approx 250$. Так как из данной выше геометрооптической интерпретации сдвига полосы на основе использования формулы Френеля для скорости электромагнитных волн в движущейся светоносной среде эффект первого порядка отношения V/c получался пропорциональным разности $\Delta\epsilon_1 - \Delta\epsilon_2$ без параболической особенностей в области $\Delta\epsilon_1 - \Delta\epsilon_2 = 1$, я при измерении на паре "плексиглас-воздух" не стал выяснять знака разности фаз сдвига, посчитав измеренный на паре "плексиглас-воздух" ($n_1 \approx 1.5$, $n_2 \approx 1.0003$) сдвиг одного знака со знаком сдвига полосы, получаемого на газах. Так эти результаты измерений на интерферометре 1-го порядка и были представлены в [1, 2]. В измерениях на интерферометре второго порядка на средах с $\Delta\epsilon < 1$ и $\Delta\epsilon > 1$ выяснение знака сдвига полосы мною проводилось специально. В частности, было установлено, что сдвиг полосы от водного светоносителя ($\Delta\epsilon < 1$) компенсируется сдвигом последовательно включаемого светоносителя из стекла или плавленого кварца ($\Delta\epsilon > 1$).

Из представленной ниже интерпретации процессов в интерферометре первого порядка отношения V/c , данной на основе дисперсионной теории Максвелла-Зельмейера, модифицированной учётом эффектов Доплера первого и второго порядков V/c , теперь выясняется, что при сдвиге полосы на эффектах первого порядка V/c вероятно имеет место изменение знака зависимости $\Delta l(\Delta\epsilon_2 - \Delta\epsilon_1)$, когда $\Delta\epsilon_2 > \Delta\epsilon_1$ и проходит через значение $\Delta\epsilon_2 = 1$. Это вскрывшееся обстоятельство я представил на рис.3 в форме предполагаемой смены знака

зависимости $\Delta l(\Delta\epsilon_2 - \Delta\epsilon_1)$ при $\Delta\epsilon_2=1$, т.к. действительное положение вещей ещё предстоит выяснить экспериментально. В настоящее время у меня нет такой возможности.

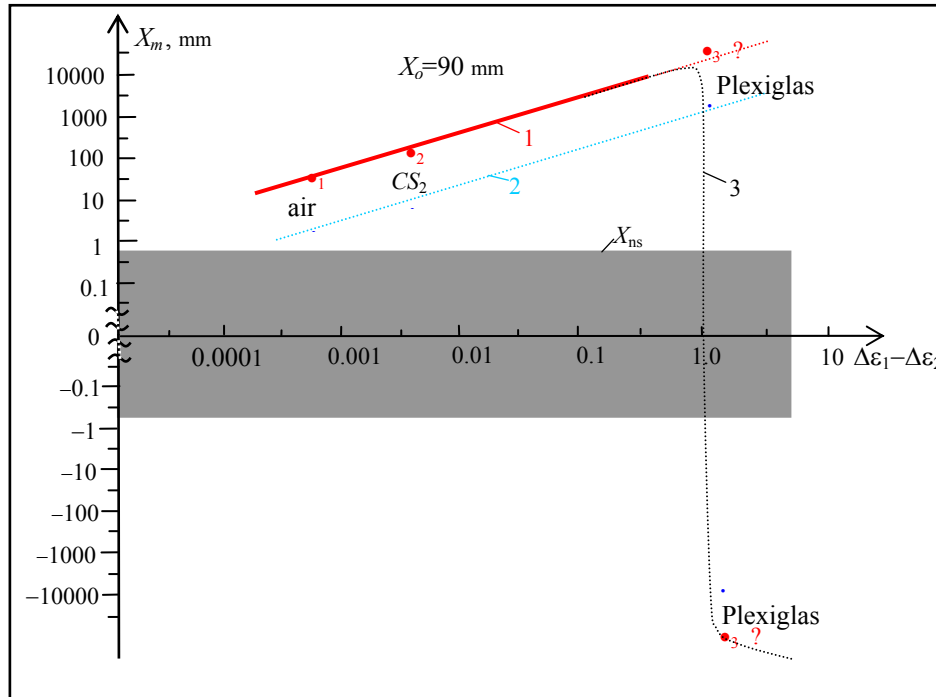


Рис.3. Измеренный сдвиг X_m интерференционной полосы как функция разности $\epsilon_1 - \epsilon_2$ проницаемостей светонесущих пар: $\bullet_1$ – воздух ($\epsilon_1=1.0006$)/лабораторный вакуум ($\epsilon_2=1.000006$), $\bullet_2$ – CS_2 ($\epsilon_1=1.0036$)/воздух ($\epsilon_2=1.0006$); $\bullet_3$ – оргстекло ($\epsilon_1=2.0$)/воздух ($\epsilon_2=1.0006$). По осям абсцисс и ординат применены логарифмические шкалы. Линия 1 соответствует $X_{m \max}$, линия 2 – $X_{m \min}$ в обозначениях рис.2. X_{ns} – шумовое дрожание интерференционной полосы. Параметры эксперимента: длина плеч интерферометра на CS_2 была: $L_1 = L_2 = 0.2$ м, длина волны $\lambda=6 \cdot 10^{-7}$ м (все данные измерений на других парах светонесущих приведены к этим параметрам).

На рис.3 показана экспериментальная зависимость сдвига X_m полосы от разности $(\epsilon_1 - \epsilon_2)$ проницаемостей диэлектрической пары светонесущих интерферометра 1-го порядка отношения V/c . Как мы видим, X_m линейно растет от разности проницаемостей ϵ_1 и ϵ_2 в интервале от $\epsilon_1 - \epsilon_2 = 0$ до $\epsilon_1 - \epsilon_2 = 1$. Мною было установлено, что рост амплитуды сдвига интерференционной полосы продолжается до $\epsilon_1 - \epsilon_2 \approx 250$. Так как из данной выше геометрикооптической интерпретации сдвига полосы на основе использования формулы Френеля для скорости электромагнитных волн в движущейся светонесущей среде эффект первого порядка отношения V/c получался пропорциональным разности $\Delta\epsilon_1 - \Delta\epsilon_2$ без параболической особенностей в области $\Delta\epsilon_1 - \Delta\epsilon_2 = 1$, я при измерении на паре "плексиглас-воздух" не стал выяснять знака разности фаз сдвига, посчитав измеренный на паре "плексиглас-воздух" ($n_2 \approx 1.5$, $n_1 \approx 1.0003$) сдвиг одного знака со знаком сдвига полосы, получаемого на газах. Так эти результаты измерений на интерферометре 1-го порядка и были представлены в [1, 2]. В измерениях на интерферометре второго порядка на средах с $\Delta\epsilon < 1$ и $\Delta\epsilon > 1$ выяснение знака сдвига полосы мною проводилось специально. В частности, было установлено, что сдвиг полосы от водного светонесущего ($\Delta\epsilon < 1$) компенсируется сдвигом последовательно включаемого светонесущего из стекла или плавленого кварца ($\Delta\epsilon > 1$).

Из представленной ниже интерпретации процессов в интерферометре первого порядка отношения V/c , данной на основе дисперсионной теории Максвелла-Зельмейера, модифицированной учётом эффектов Доплера первого и второго порядков V/c , теперь выясняется, что при сдвиге полосы на эффектах первого порядка V/c вероятно имеет место изменение знака зависимости $\Delta l(\Delta\epsilon_2 - \Delta\epsilon_1)$, когда $\Delta\epsilon_2 > \Delta\epsilon_1$ и проходит через значение $\Delta\epsilon_2 = 1$. Это вскрывшееся обстоятельство я представил на рис.3 в форме предполагаемой смены знака зависимости $\Delta l(\Delta\epsilon_2 - \Delta\epsilon_1)$ при $\Delta\epsilon_2 = 1$, т.к. действительное положение вещей ещё предстоит выяснить экспериментально. В настоящее время у меня нет такой возможности.

Из (7) следует, что чувствительность интерферометра 1-го порядка может быть повышена в 10^5 раз (100 раз за счёт $\epsilon_1 - \epsilon_2$ и 1000 раз за счёт c/V), по сравнению с интерферометром 2-го порядка. Учитывая эти две причины повышения (в 10^5 раз) чувствительности интерферометра на эффектах первого порядка отношения V/c регистрации сдвига интерференционной полосы, я пришёл к выводу, что измерения в принципе могут быть выполнены на микроволнах, вплоть до имеющих в 10^5 раз большую длину волны, чем световые волны. Это предположение было доказано экспериментально. По схеме рис.1 мною был построен интерферометр первого порядка отношения V/c , работавший в микроволновом диапазоне длин волн ($\lambda = 10$ см), в плечах которого я устанавливал диэлектрические пары из диэлектрика CaTiO_3 и воздуха. Каждый ЭМВ-канал

плеча по схеме рис.1 был образован последовательно соединёнными полосковой линией на основе сегнето-электрического диэлектрика CaTiO_3 ($\epsilon_2=255$) и согласованной с ней воздушной ($\epsilon_1=1,0006$) коаксиальной линией. В этом диапазоне частот разность времён распространения ЭМВ в ортогональных плечах интерферометра определялась мной не по сдвигу полосы, а прямым методом измерения разности фаз $\Delta\varphi=\varphi_{\perp}-\varphi_{\parallel}$ с помощью СВЧ-фазометра на частоте 3 ГГц (единственный результат измерений, который я успел получить тогда, был представлен недавно в [1]).

5. Экспериментальные тайны интерферометра первого порядка V/c

Майкельсон в экспериментах 1881-1930-х годов эксплуатировал, строго говоря, несколько ошибочных предположений к электродинамической интерпретации опытов. Он считал, во-первых, что искомый сдвиг интерференционной полосы может реализоваться в вакууме (в эфире без частиц). Поэтому он использовал выражения для времён распространения света в плечах интерферометра, в которых не учитывалось влияние проницаемости $\epsilon=1+\Delta\epsilon$ светоносов на разность Δt времён $t_{\perp}-t_{\parallel}$. В конечном счёте, эксперименты 20-го века показали, что в интерферометрах с вакуумными светоносами не может быть сдвига интерференционной полосы [1], и он надёжно появляется лишь при использовании светоносов с $\Delta\epsilon>0$. Границу появления надёжного сдвига интерференционной полосы я определил опытным путём величиной $\Delta\epsilon>0,0003$ [1] для интерферометров со следующими параметрами плеч: на эффектах второго порядка по V/c – при длине плеч $L_i \geq 6$ м; на эффектах первого порядка по V/c – при длине плеч $L_i \geq 0,1$ м.

Во-вторых, считалось само собой разумеющимся, что интерферометр Майкельсона может измерить сдвиг интерференционной полосы только исключительно на эффектах второго порядка отношения $(V/c)^2$. В соответствии с логикой распространения света в пустоте "туда" и "обратно" эффекты первого порядка считали неистребимо компенсирующимися "естественной изотропностью" пустоты. Я экспериментально доказал каким должен быть интерферометр (детектор эфира) на эффектах первого порядка V/c . Эти эксперименты показали, что на интерферометрах и первого, и второго порядков отношения V/c обнаруживается ключевая роль поляризации подвижных в эфире частиц светоносных сред, выполняющих функцию подвижных инерциальных систем детектора эфира. Абсолютно-поступательно движущиеся (со скоростью V) в эфире частицы оптической среды поддерживают непрерывную связь с зондируемой (детектируемой) ими неподвижной "инерциальной" эфирной системой с помощью поляризационного электродинамического взаимодействия подсистем частиц $\Delta(\epsilon)$ и эфира ($\epsilon_{\text{эф.}}=1$.) полной поляризующейся системы ($\epsilon=\epsilon_{\text{эф.}}+\Delta\epsilon=1+\Delta\epsilon$), аддитивная поляризационная связь двух частей которой была открыта материальными уравнениями электродинамической теории Максвелла.

Сейчас я покажу средствами классической теории дисперсии подвижных сред [4], как возникает пространственная дисперсия опто-диэлектрической проницаемости в двух основных направлениях (вдоль и поперёк V) движущейся светоносной среды окрест лучей интерферометра, создающая, в конечном счёте, наблюдаемый гармонический сдвиг интерференционной полосы на его экране. Я воспользуюсь недавней заметкой П.С. Мориса [5] о том, что полученную мной формулу зависимости параболического сдвига интерференционной полосы от $\Delta\epsilon$ на интерферометре 2-го порядка по V/c [2] можно вывести средствами классической теории дисперсии подвижных сред, если вывод модифицировать некоторыми оправдавшими себя положениями релятивистской теории. Ниже будет показано, что в обнаруженную мной параболическую зависимость $\Delta t \sim \Delta\epsilon(1-\Delta\epsilon)$ сдвига полосы интерферометра от величины $\Delta\epsilon$ вклада частиц в полную проницаемость светоносов интерферометра органично встроен механизм поляризации этих частиц, описываемый классической теорией частотной дисперсии $\Delta\epsilon(v)$ подвижных сред [4].

В этой теории частотная зависимость вклада частиц среды $\Delta\epsilon(v)=n^2-1$ в её полную проницаемость $n^2=1+\Delta\epsilon$ описывается формулой Максвелла-Зельмейера в двух тождественных формах записи [4]:

$$n^2-1 = 4\pi N\alpha = \sum_k [\rho_k \cdot v^2 / (v^2 - v_k^2)] = \sum_k [\rho_k \cdot \lambda^2 \cdot \lambda_k^2 / c^2 (\lambda^2 - \lambda_k^2)], \quad (8)$$

в которых $\rho_k = Ne^2 f_k / \pi m$; α – поляризуемость осциллирующих частиц среды; Nf_k – число осцилляторов, дающих основной вклад $\Delta\epsilon=(n^2-1)$ в проницаемость среды $\epsilon=n^2$; $v=c/\lambda$ – частота волны света в среде; $v_k=c/\lambda_k$ – частота резонансного колебания поляризуемых светом частиц среды.

Автор препринта [5] показал, что даже в одномодовом представлении ($k=1$) релятивистская модификация второй части формулы (8) в виде:

$$n^2-1 = [a \cdot \lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda_k^2 \cdot \gamma^2)], \quad (9)$$

где a – константа порядка единицы, а $\gamma^2=(1-V^2/c^2)^{-1}$, позволяет получить параболическую зависимость величины временного интерференционного сдвига полосы от величины вклада $\Delta\epsilon$ этих частиц:

$$\Delta t(\Delta\epsilon) = 2 \cdot l \cdot V^2 \cdot \Delta\epsilon (1 - \Delta\epsilon/a) / \sqrt{\epsilon} c^3, \quad (10)$$

Эту зависимость (если принять $a=1$) я обнаружил в 1969-ом году экспериментально и впервые вывел в 1971-ом году классическим методом геометрической оптики [1], который тоже был модифицирован мной релятивистским фактором Лоренца $\gamma=(1-V^2/c^2)^{-1/2}$ [2].

В материалах настоящей работы, кратко излагающей результаты экспериментов, описанных в [1], я описал способ измерения сдвига интерференционной полосы на двусредовом интерферометре первого порядка V/c . Как видно из рис.1, он конструктивно напоминает односредовый прибор Майкельсона второго порядка V^2/c^2 . Интерпретацию полученных результатов большого сдвига полосы с высоким разрешением над шумами в приборе первого порядка V/c я выполнял так же традиционным методом классической геометрической оптики (см. формулы 2-7). Сейчас я покажу, что результат (6, 7) для эффектов первого порядка V/c получается так же из упомянутой выше дисперсионной теории Максвелла-Зельмейера, если модифицируем формулу (8) фактору γ^2 придать более широкий смысл релятивистского коэффициента Доплера (D^2):

$$D^2 = (1+\beta \cdot \cos\theta)^2 / (1-\beta^2) \approx (1+\beta \cdot \cos\theta)^2 \cdot (1+\beta^2), \quad (11)$$

вносящего в формулу (9) необходимую поправку в величину квадрата резонансных длин волн λ_k^2 поляризующихся частиц при их поступательном движении в эфире со скоростью V . Перепишем (11) для двух взаимно-обратных направлений распространения продольного луча интерферометра параллельно вектору скорости: "туда" $V[D_+(\theta=0^0)]$ и "обратно" $V[D_-(\theta=180^0)]$ с погрешностью преобразования не более $\sim 10^{-6}$:

$$D_{\pm}^2 = (1+\beta \cdot \cos\theta)^2 / (1-\beta^2) \approx (1 \pm 2\beta + 2\beta^2). \quad (12)$$

Будем учитывать так же, что в поперечном направлении для обоих направлений распространения света поперечного луча имеет место нулевая проекция скорости V . Поэтому для $\beta=0$ анизотропия показателя преломления при распространении поперечного луча "туда" и "обратно" будет отсутствовать, $D_{\perp}(\theta=90^0)=1$.

Таким образом, выражение (9) для показателя преломления оптической среды в продольном плече интерферометра получает два разных значения (вдоль V и против V):

$$n_{\pm} = [1 - a \cdot \lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda_k^2 \cdot D_{\pm}^2)]^{1/2}, \quad (13)$$

а в ортогональном плече имеет место только одно значение ($n_{\perp}=n$), совпадающее с показателем преломления неподвижной среды. Выражение длины волны λ_0 света в неподвижной оптической среде ($\beta=V/c=0$) получаем из (13) при $D_{\pm}^2=1$:

$$\lambda_0^2 = (n_{\pm}^2 - 1 + a) / [\lambda_k^2 (n_{\pm}^2 - 1)]. \quad (14)$$

Подставляя значение λ_0^2 в (13) и выполняя несложные преобразования, получаем (в рамках классической теории дисперсии подвижных сред) общее выражение показателя преломления подвижной среды для четырёх характерных случаев её пространственной диэлектрической дисперсии, традиционно исследуемой при интерпретации процессов лучевого распространения света в интерферометрах типа Майкельсона:

$$n_{\pm} = \left[\frac{\Delta\varepsilon \cdot (1+a) - D_{\pm}^2 \cdot (\Delta\varepsilon - a)}{[\Delta\varepsilon - D_{\pm}^2 \cdot (\Delta\varepsilon - a)]} \right]^{1/2}, \quad (15)$$

где $\Delta\varepsilon = n^2 - 1$; n – показатель преломления неподвижной светонесущей среды, величина которого совпадает с показателем этой среды для лучей, распространяющихся перпендикулярно к вектору V . Таким образом, два значения показателя преломления $n_{\pm}(D_{\pm})$ описывают распространение луча в параллельных к V направлениях "туда" [$n_{+||}$ при $D_+(\theta=0^0)$] и "обратно" [$n_{-||}$ при $D_-(\theta=180^0)$], а два одинаковых значения показателя преломления $n_{\perp}(D=1)=n$ описывают распространение луча в перпендикулярных к V направлениях "туда" [$n_{+ \perp}=n$ при $D_+(\theta=90^0)=1$] и "обратно" [$n_{- \perp}=n$ при $D_-(\theta=270^0)=1$] для светонесителя поперечного плеча интерферометра.

На основе этих четырёх пространственно-дисперсионных значений показателя преломления светонесущей среды ($n_{+||}$, $n_{-||}$, $n_{+ \perp}$ и $n_{- \perp}$) получают объяснение все известные мне схемы практической реализации интерферометра типа Майкельсона. Так, время распространения луча в продольном к вектору V плече ("туда" и "обратно") вычисляется с учётом (15) поотдельности для каждого направления и результаты суммируются:

$$t_{||} = L_{||} \cdot (c/n_{+||})^{-1} + L_{||} \cdot (c/n_{-||})^{-1}, \quad (16)$$

Время распространения луча в поперечном к вектору V плече ("туда" и "обратно"), вычисляется, в принципе, аналогично, но показатели преломления $n_{+ \perp}=n_{- \perp}=n$ здесь одинаковы в обоих направлениях:

$$t_{\perp} = L_{\perp} \cdot (c/n_{+ \perp})^{-1} + L_{\perp} \cdot (c/n_{- \perp})^{-1} = 2L_{\perp} \cdot (c/n)^{-1} = 2L_{\perp} n/c, \quad (17)$$

Разность времён распространения поперечного и продольного лучей, определяющая в соответствии с (1) амплитуду сдвига интерференционной полосы, приобретает вид:

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{||} = 2L_{\perp} \cdot n/c - L_{||} \cdot (n_{+||} + n_{-||})/c. \quad (18)$$

При $L_{\perp} = L_{\parallel} = L$ получаем выражение разности времён распространения лучей в ортогональных плечах интерферометра типа Майкельсона:

$$\Delta t = 2L \cdot [n - (n_{+||} + n_{-||})/2]/c. \quad (19)$$

Подставляя в (19) три пространственно-дисперсионных значения показателя преломления светонесущей среды интерферометра (n , $n_{+||}$ и $n_{-||}$), определяемых полученной выше формулой (15), после преобразований получаем окончательное выражение разности времён распространения ортогональных лучей в интерферометре с одной светонесущей средой в каждом плече:

$$\Delta t = \frac{2L}{c} \left\{ n - \left[\frac{\Delta \varepsilon \cdot (1+a) - D_+^2 \cdot (\Delta \varepsilon - a)}{2 [\Delta \varepsilon - D_+^2 \cdot (\Delta \varepsilon - a)]} \right]^{1/2} - \left[\frac{\Delta \varepsilon \cdot (1+a) - D_-^2 \cdot (\Delta \varepsilon - a)}{2 [\Delta \varepsilon - D_-^2 \cdot (\Delta \varepsilon - a)]} \right]^{1/2} \right\} \quad (20)$$

Если интерферометр построен по схеме рис.1 с двумя светонесущими средами в каждом плече, то вместо формулы (19) прибора с распространением лучей "туда" и "обратно" в одной среде, надо использовать более сложное выражение для двусредового прибора. Запишем его для того же случая $L_{\perp} = L_{\parallel} = L$, что в (19). В точном соответствии с экспериментальной установкой рис.1, показавшей высокую разрешающую способность при измерении сдвига интерференционной полосы на эффектах первого порядка по V/c , построим алгоритм вычисления разности времён распространения лучей "туда" по среде с показателями n_1 , ε_1 , $\Delta \varepsilon_1$, а "обратно" – по среде с показателями n_2 , ε_2 , $\Delta \varepsilon_2$:

$$\Delta t = L \cdot \{ [n_1 - n_{1+||}] + [n_2 - n_{2-||}] \} / c. \quad (21)$$

Подставляя в (21) три пары пространственно-дисперсионных значений показателей преломления светонесущей среды интерферометра (n_1 , $n_{1+||}$ и $n_{1-||}$) и (n_2 , $n_{2+||}$ и $n_{2-||}$), определяемых полученной выше формулой (15), после преобразований получаем окончательное выражение разности времён распространения ортогональных лучей в интерферометре первого порядка V/c с двумя светонесущими средами в каждом плече:

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left\{ n_1 - \left[\frac{\Delta \varepsilon_1 \cdot (1+a) - D_+^2 \cdot (\Delta \varepsilon_1 - a)}{[\Delta \varepsilon_1 - D_+^2 \cdot (\Delta \varepsilon_1 - a)]} \right]^{1/2} + n_2 - \left[\frac{\Delta \varepsilon_2 \cdot (1+a) - D_-^2 \cdot (\Delta \varepsilon_2 - a)}{[\Delta \varepsilon_2 - D_-^2 \cdot (\Delta \varepsilon_2 - a)]} \right]^{1/2} \right\}. \quad (22)$$

Подставляя (12) в (20) и выполняя несложные преобразования с сохранением членов разложения не выше V^2/c^2 , получаем (для $a=1$) открытую мной формулу [1, 2] параболического сдвига полосы в интерферометре второго порядка:

$$\Delta t = \frac{L}{c} \frac{V^2}{c^2 \sqrt{\varepsilon}} \left(\Delta \varepsilon (1 - \varepsilon/a) \right) \quad (23)$$

Интересным следствием этого вывода в рамках классической теории дисперсии подвижных сред [4], модифицированной релятивистским коэффициентом Доплера (12) первого и второго порядков, является полная компенсация эффектов первого порядка ($\beta = V/c$) для сдвига полосы, появляющихся в разложении (20) от коэффициентов Доплера $D_{\pm}^2 \approx (1 \pm 2\beta + 2\beta^2)$ для односредового интерферометра. Подчеркну, эффекты первого порядка по V/c не отсутствуют в интерферометре Майкельсона, а тонко компенсируются. Это обстоятельство легло в основу изобретения мной интерферометра (детектора эфира) первого порядка V/c , для чего оказалось достаточно снять вырождение эффектов первого порядка, вносимых коэффициентами Доплера $D_{\pm}^2 \approx (1 \pm 2\beta + 2\beta^2)$ в разложение (22), путём пропускания лучей обоих плеч интерферометра не по одной (одинаковой) среде "туда" и "обратно", а по двум разным средам: "туда" по среде с показателями n_1 , ε_1 и $\Delta \varepsilon_1$, а "обратно" – по среде n_2 , ε_2 и $\Delta \varepsilon_2$.

Подставляя (12) в (22) и выполняя аналогичные с предыдущими преобразования с сохранением членов разложения не выше V^2/c^2 , получаем формулу параболического сдвига полосы в двусредовом интерферометре, детектирующем эффекты первого и второго порядков V/c :

$$\Delta t = \frac{2L}{c \sqrt{\varepsilon}} \left[\frac{V}{c} [(\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_2) - (\Delta \varepsilon_1^2 - \Delta \varepsilon_2^2)/a] + \frac{V^2}{c^2} [(\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_2) - (\Delta \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)/a] \right]. \quad (24)$$

Из (24) видно, что двусредовый интерферометр детектирует как эффекты первого порядка V/c , так и эффекты второго порядка V^2/c^2 . Практически же эффекты второго порядка $\sim 10^3$ раз слабее эффектов первого порядка, и потому просто не заметны в опытах (этот вывод я делаю на основе своих экспериментов). Таким образом, практически формула (24), полученная из классической теории дисперсии подвижных сред, модифицированной релятивистской поправкой на влияние эффектов Доплера на длины волн собственных колебаний поляризуемых светом частиц, в основном совпадает с формулой (6). Действительно, пренебрегая в (24) вкладом членов второго порядка, получаем (при $a=1$) линейную часть полученной мной ранее формулы (6), вывод которой проводился с помощью формулы Френеля для скорости света в движущихся средах методами геометрической оптики (без учёта эффектов второго порядка V/c):

$$\Delta t \approx \frac{2L}{c} \frac{V}{c \sqrt{\varepsilon}} \left((\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_2) - (\Delta \varepsilon_1^2 - \Delta \varepsilon_2^2)/a \right). \quad (25)$$

Однако, из (25) следует, что метод дисперсионной теории Максвелла-Зельмейера, учитывающий в двусредовом интерферометре с ортогональными плечами эффекты Доплера первого и второго порядков V/c , предсказывает параболическую зависимость $\Delta f(\Delta\epsilon_1, \Delta\epsilon_2, \Delta\epsilon_1^2, \Delta\epsilon_2^2)$, аналогичную обнаруженной мной зависимости $\Delta f(\Delta\epsilon, \Delta\epsilon^2)$ на односредовом интерферометре второго порядка [1, 2]. Как я уже отметил, пока этот эффект не имеет экспериментального подтверждения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально доказана возможность измерения "эфирного ветра" с помощью двусредового интерферометра 1-го порядка отношения V/c . Показано, как полную компенсацию эффектов первого порядка отношения V/c в традиционной схеме односредового интерферометра Майкельсона можно снять в приборе, использующем две разнопроницаемые среды для распространения лучей "туда" с вкладом в проницаемость светоноса $\Delta\epsilon_1$, а "обратно" – с вкладом $\Delta\epsilon_2 \neq \Delta\epsilon_1$. Эксперименты показывают наличие сдвига интерференционных полос в оптических средах с разными диэлектрическими проницаемостями светоносов для лучей "туда" и "обратно" и отсутствие сдвига в вакууме (как следствие нулевой разности $\epsilon_1 - \epsilon_2 = 1 - 1 = 0$ для проявления эффектов первого порядка V/c и отсутствия вклада частиц ($\Delta\epsilon = 0$) в проницаемость светоносов – для проявления эффектов второго порядка V/c). Интерферометр 1-го порядка является прибором, в $(V/c)^{-1} \approx 1000$ раз более чувствительным к эфирному ветру, чем интерферометр Майкельсона второго порядка. Интерферометр 1-го порядка обеспечивает соотношение сигнал/шум ~ 100 круглые сутки. Такая разрешающая способность и стабильность измерений большого (в сравнении с шумами) сдвига интерференционной полосы в любое время дня и ночи, в любое время года свидетельствует о положительности опытов типа Майкельсона, существовании эфира, наблюдаемости абсолютных движений, в частности, движения Земли относительно эфира со скоростью, превышающей 480 км/с.

Ранее та же оценка скорости "эфирного ветра" была получена на интерферометра Майкельсона двумя методами [3], работающими на эффектах второго порядка отношения V/c [2]. Это был исторически первый метод, в котором учитывались параметры оптической среды, специально используемой в качестве носителя света, давший положительные результаты обнаружения эфирного ветра. Представленные здесь результаты, на самом деле дают третий метод экспериментального измерения скорости "эфирного ветра" путём фиксации сдвига интерференционных полос на интерферометре с поперечными лучами, работающем на эффектах 1-го порядка отношения V/c и использующем две оптические среды в качестве носителей света.

В данной версии статьи приводятся не только экспериментальные доказательства наблюдаемости большого сдвига интерференционной полосы с высоким разрешением над уровнем шумов интерферометров типа Майкельсона первого и второго порядка отношения V/c , но рассмотрены совместно два метода интерпретации получаемых результатов. Оба основаны на традиционном геометрикооптическом рассмотрении распространения лучей света в двух ортогональных светоносных плечах прибора. Первый метод позволяет объяснить наблюдаемую в опытах параболическую зависимость сдвига интерференционной полосы от величины вещественной части $\Delta\epsilon$ вклада частиц в полную проницаемость $\epsilon = 1 + \Delta\epsilon$ светоносной среды прибора на эффектах второго порядка отношения V/c с помощью формулы Френеля для скорости света в движущихся средах и модификации расчётного пути луча учётом релятивистского эффекта Лоренцева сокращения продольного плеча прибора. Второй метод объясняет наблюдаемую в опытах параболическую зависимость сдвига интерференционной полосы в приборах первого и второго порядков V/c на основе классической теории дисперсии диэлектрического вклада $\Delta\epsilon$ частиц подвижных сред [4] после модификации его учётом влияния эффекта Доплера (12) первого и второго порядков на длину волны собственных колебаний поляризующихся светом частиц. Оба метода приводят к одинаковым формулам зависимости амплитуды сдвига интерференционной полосы от $\Delta\epsilon$, объясняющим результаты экспериментов на интерферометрах первого и второго порядков отношения V/c .

Таким образом, кинетические свидетельства существования светоносного эфира в настоящее время доказаны тремя методами техники фазовой интерферометрии. Два из них работают в односредовых интерферометрах на эффектах второго порядка (на которых эффекты первого порядка самосогласованно подавлены). Третий метод, подробно описанный в настоящей статье, реализуется на т.н. двусредовых интерферометрах, в которых решающий перевес имеют эффекты 1-го порядка (хотя в нём присутствуют эффекты обоих порядков, эффекты первого порядка оказываются в ~ 1000 раз сильнее эффектов второго порядка и практически не наблюдаемы в экспериментах на двусредовом приборе).

Литература

- [1] В.В. Демьянов. Нераскрытая тайна великой теории. Новороссийск: МГА им. адм.Ф.Ф.Ушакова, РИО, 1-е издание, 2005, 174 с.; 2-е издание, 2009, 330 с.
- [2] V.V.Demjanov, Physical interpretation of the fringe shift measured on Michelson interferometer in optical media. Physical Letters A 374 (2010) 1110-1112.
- [3] В.В. Демьянов arXiv:1003.2899v1 [physics.gen-ph] 15 Mar 2010
- [4] M. Born & E. Wolf, Principles of optics, 1968 (см. Русское 2-е издание "Наука", М. 1973, 720 с.).
- [5] P.C. Moris, arXiv: submit/0002273 [physics.gen-ph] 10 Mar 2010