

Физическая интерпретация сдвига интерференционной полосы, измеренного на интерферометре Майкельсона в диэлектрических средах

В.В.Демьянов

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

Сдвиг ΔX_m интерференционной полосы на интерферометре Майкельсона отсутствует, когда светоносы плеч вакуумные ($n=1$), но присутствует в измерениях, когда показатель преломления n его светоносных сред $n>1$. Это экспериментальное наблюдение заставило меня концептуально по-новому интерпретировать физические процессы, протекающие в интерферометре Майкельсона. Я отказался от классического правила $c'=c\pm V$ сложения скорости V инертного источника интерферометра со скоростью c испускаемого им света, как принципиально неприменимого к неинертному объекту, каковым является световая волна, и не учитывающему n оптической среды. Вместо этого правила я применил дорелятивистскую формулу Френеля $c'=c/n\pm(1-1/n^2)V$ для скорости света в движущейся оптической среде, в которой учитывается n и всегда выполняется условие $c'<c$. Эта формула, вкуче с учётом физического эффекта Лоренцева сокращения продольного плеча $L_{||}$ интерферометра от его движения в неподвижном эфире, позволила мне построить теоретическую модель $\Delta X_m \sim L\Delta\epsilon \cdot (1-\Delta\epsilon)$, где $\Delta\epsilon = (n^2-1)$ – вклад частиц в проницаемость светоносов, которая воспроизвела в существенных чертах полученную в моём эксперименте параболическую зависимость ΔX_m от $\Delta\epsilon$. Из экспериментально измеренных амплитуд сдвигов интерференционной полосы была оценена горизонтальная проекция абсолютной скорости Земли относительно эфира, которая изменяется в разное время дня и ночи на широте г. Обнинска в пределах 140÷480 км/с.

Эксперимент Майкельсона и его традиционная интерпретация

Эфир, по определению, – гипотетическая сплошная среда, служащая для переноса электромагнитного излучения и передачи взаимодействия. Предположительно Земля движется сквозь светоносный эфир с некоторой скоростью \mathbf{V} . Для того чтобы опытным путем определить это движение, Майкельсон [1–2] измерил время t , за которое свет преодолевает расстояние L от источника до возвращающего зеркала и обратно в двух направлениях: $t_{||}$ – в плече, параллельном скорости \mathbf{V} и t_{\perp} – в плече, перпендикулярном \mathbf{V} . Полученные экспериментальные данные были истолкованы им следующим образом. Он считал достаточным определять время распространения света в продольном плече длиной $L_{||}$ туда скоростью $(c+V)$, а обратно скоростью $(c-V)$ в формах, не учитывающих показателя преломления оптической среды [3]:

$$t_{||} = \frac{L_{||}}{c+V} + \frac{L_{||}}{c-V} = \frac{2L_{||}}{c} \frac{1}{1-V^2/c^2} \approx \frac{2L_{||}}{c} \left(1 + \frac{V^2}{c^2}\right). \quad (1)$$

Время распространения света в поперечном плече, с учётом поправки Лоренца на движение луча по гипотенузам треугольника, обычно записывают так:

$$t_{\perp} = \frac{2L_{\perp}}{(c^2 - V^2)^{1/2}} = \frac{2L_{\perp}}{c} \frac{1}{(1 - V^2/c^2)^{1/2}} \approx \frac{2L_{\perp}}{c} \left(1 + \frac{V^2}{2c^2}\right). \quad (2)$$

В рассмотренном случае, измеряя разность времен (1) и (2), например, при $L_{||}=L_{\perp}=L$,

$$\Delta t = t_{\parallel} - t_{\perp} \approx \frac{V^2}{c^2} \frac{L}{c}, \quad (3)$$

можно найти скорость V «эфирного ветра». Майкельсон использовал идею Максвелла определять Δt по измеряемой амплитуде сдвига ΔX_m интерференционной полосы при наложении двух лучей на интерференционном экране. Амплитуда сдвига ΔX_m связана с Δt пропорцией [3]:

$$\Delta X_m \approx c X_0 \Delta t / \lambda, \quad (3a)$$

в которой X_0 – ширина интерференционной полосы, λ – длина волны светового луча интерферометра.

Однако измерения Майкельсона и более поздних экспериментаторов показали, что ΔX_m "равно нулю". Этому факту было дано объяснение в рамках физического эффекта Лоренцева сокращения (продольной к V) длины L_{\parallel} движущегося со скоростью V тела:

$$L = L_{\parallel} (1 - V^2 / c^2)^{1/2}. \quad (4)$$

где L – длина продольного плеча подвижного интерферометра. Длина L_{\perp} в этой модели принималась независимой от V . С учётом (4) получалось вместо (1)

$$t_{\parallel} = \frac{L}{c-V} + \frac{L}{c+V} = \frac{2L_{\parallel} (1 - V^2 / c^2)^{1/2}}{c} = \frac{2L_{\parallel}}{c} \frac{1}{(1 - V^2 / c^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

Из (5) и (2) при $L_{\perp} = L_{\parallel}$ получается точное равенство $t_{\parallel} = t_{\perp}$, т.е. $\Delta t = 0$.

Эксперимент Майкельсона в оптических средах и его новая релятивистская интерпретация

В 1968–1974 гг., будучи научным сотрудником Обнинского филиала НИФХИ им. В.Я.Карпова и экспериментируя с интерферометром Майкельсона, я обнаружил наличие ненулевой амплитуды сдвига ($\Delta X_m \neq 0$) интерференционной полосы в воздухе нормального и повышенного давления, которая постепенно исчезала при откачке воздуха из светоносных зон интерферометра [3]. Я выполнил измерения Δt для различных прозрачных диэлектрических материалов с величиной оптической диэлектрической проницаемости $0 \leq \epsilon \leq 3,5$, которые мне удалось недавно сжато опубликовать [3, D.1-D.5].

На рис.1 представлены уточнённые экспериментальные результаты по сравнению с теми, которые я привёл в препринтах arXiv: 0910.5658, v1 and v2 (см. [D2]). На необходимость их уточнения (перенормировки к единым параметрам: длинам плеч L , длине волны λ и единому часу дня или ночи исполнения измерений) мне указали рецензенты рукописи статьи из журнала Phys.Lett.A [D1]. Я тщательно выполнил такую перенормировку на рис.1 в [D1] (после чего статья была принята редакцией PLA к печати). Поэтому я привожу ниже этот рисунок из PLA в более полном виде рис.1 (дополнив его здесь кривой 2) с более детальным его описанием.

В связи с краткостью предыдущего описания моих экспериментальных результатов, я привожу ниже таблицу 1 с полными исходными (не нормированными, а прямо снятыми мной с экрана кинескопа) значениями измеренных амплитуд гармонических смещений ΔX_m интерференционной полосы. Эти данные получены на трёх разных частотах лучей, которые обеспечили мне в области нормальной дисперсии шесть разных значений диэлектрической проницаемости светоносителей: три на воде (точки 1, 2, 3) и три на плавленом кварце (4, 5, 6). Седьмую точку (*7) я получил на стекле "тяжёлый флинт" – самом высокопроницаемом светоносе в моих опытах. По сравнению с рис.1 статьи в PLA [D1] приведённый ниже рис.1 дополнен кривой 2, соответствующей минимальным значениям амплитуды сдвига полосы интерферометра в 24-часовом цикле дня и ночи наблюдения величины $\Delta X_{m \min}$, полученной на указанных выше семи проницаемостях светоносных сред моего интерферометра.

Первое моё открытие состояло в том, что откачка воздуха из зон светоносного пространства обоих плеч интерферометра (т.е. вакуумирование светоносного пространства) полностью обнуляло амплитуду гармонического смещения интерференционной полосы (делая $\Delta X_m=0$). Восстановление нормального давления воздуха в зонах светоносного пространства интерферометра восстанавливало ненулевую величину амплитуды гармонического смещения интерференционной полосы (делая $\Delta X_m>0$), причём, продолжение увеличения давления воздуха в светоносных колбах вело к росту ΔX_m (например, при давлении 2 атм. величина ΔX_m удваивалась по сравнению со случаем нормального давления воздуха, см. таблицу 1).

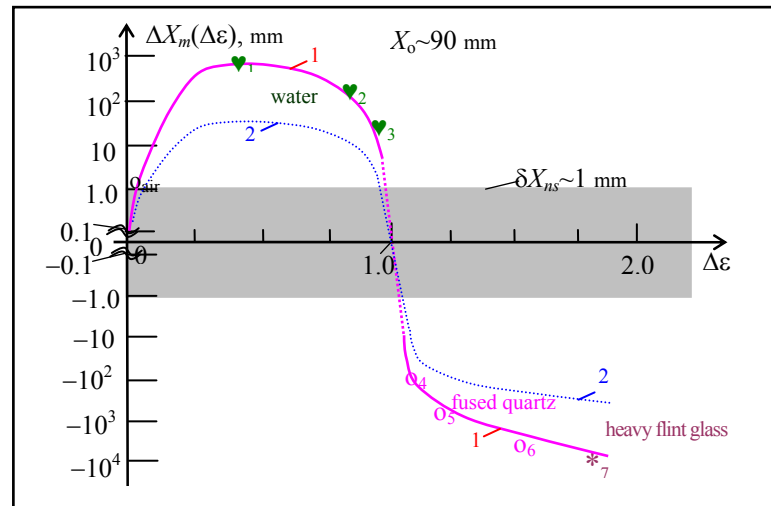


Рис.1. Зависимость амплитуды гармонической составляющей сдвига ΔX_m интерференционной полосы от вклада $\Delta \epsilon$ диэлектрической проницаемости частиц в полную диэлектрическую проницаемость $\epsilon = 1 + \Delta \epsilon$ светоносной среды: воздуха (o_{air}), воды (\heartsuit), плавленого кварца (o) и стекла "тяжелый флинт" ($*$). Кривая 1 соответствует максимумам ΔX_m , а кривая 2 – минимумам ΔX_m за период 24-часового наблюдения. На Обнинской широте кривая 1 наблюдается в течение 1÷1,5 часов в июне в 12 часов дня, в сентябре в 18 часов вечера, в декабре в 24 часа ночи, в марте в 6 часов утра по Обнинскому (Московскому) времени. Кривая 2 отображает амплитуды в 14 раз меньше, чем на кривой 1, т.к. значения $\Delta X_m = \Delta X_{m \min}$ для кривой 2 наблюдается со сдвигом на 12 часов (по Обнинскому времени) относительно времён наблюдения соответствующих точек $\Delta X_m = \Delta X_{m \max}$ для кривой 1.

Измерения $\Delta X_m(\Delta \epsilon)$ для 8-ми значений $\Delta \epsilon$ проведены в 1968÷1971ом годах на интерферометрах с разными длинами L светоносной среды: на газах длина светоносов была $l=l_1=6$ м, а на воде и твёрдых материалах длина светоносов была $l=l_1=0,3$ и $0,1$ м. Точка o_{air} измерена на длине волны источника света $\lambda=6 \cdot 10^{-7}$ м, а точки 1, 4; 2, 5 и 3, 6, 7 получены на $\lambda \sim 9 \cdot 10^{-6}$, $\sim 9 \cdot 10^{-7}$ и $\lambda \sim 3 \cdot 10^{-7}$ м соответственно.

X_0 – ширина интерференционной полосы; $\delta X_{ms} \sim 1$ мм – уровень шума-дрожания полосы интерферометра. Все данные на рисунке приведены к $l=6$ м и $\lambda=6 \cdot 10^{-7}$ м.

В таблице 1 я привожу так же данные измерений $\Delta X_m(\epsilon)$ в которых светоносы выполнены из четырёх разных газов, перекрывших интервал проницаемостей $1,0003 \leq \epsilon \leq 1,0037$. На линейном масштабе оси $\Delta \epsilon$ рис.1 эти данные показать невозможно, поэтому на нём показана условно только точка o_{air} для воздуха нормального давления, чтобы читатель мог видеть то низкое качество всех экспериментальных измерений на интерферометрах Майкельсона в воздушной среде, которые были получены до меня (до 1968-го года), ибо все они лежали ниже моей точки o_{air} и тонули в шумах. Полные данные таблицы 1 в графическом виде в двойном логарифмическом масштабе осей ΔX_m и $\Delta \epsilon$ опубликованы мной в [D.4].

На рис.1 показана найденная мной параболическая зависимость амплитуды сдвига полосы $\Delta X_m(\Delta \epsilon)$ от части $\Delta \epsilon = \epsilon - 1$ полной диэлектрической проницаемости ϵ оптической среды, не учитывающей вклада поляризации "вакуума"=1 в общую проницаемость светоноса. Как видно из рис.1, выходное отношение сигнал/шум значительно улучшается для сред с более высоким показателем преломления ($n>1$, где $n=\sqrt{\epsilon}$), чем у воздуха. Поскольку о частотно-дисперсионных качествах исследованных материалов осведомлённость специалистов, толкующих результаты моих измерений на разных оптических средах, невысока, я привожу на рис.2 частотные зависимости диэлектрической проницаемости воды и плавленого кварца в области нормальной

дисперсии, зажатой с двух сторон зонами аномальной диэлектрической дисперсии. На нём приведены известные из литературы и мои экспериментальные точки дисперсионных значений вклада $\Delta\varepsilon(\nu)=\varepsilon(\nu)-1$. частиц в плавленом кварце и дистиллированной воде. Влияние потерь от аномальных зон диэлектрической дисперсии удалось преодолеть таким сокращением длины светоносов (до 10 см, см. таблицу 1), при которых сохранялась возможность фиксации ненулевых амплитуд ΔX_m гармонического смещения интерференционной полосы. Тонкости искусства таких наблюдений описаны мной в [D.4].

Таблица 1 Фактические результаты (в 1÷8 столбцах) 11-ти серий моих измерений на интерферометрах типа Майкельсона с различными светоносителями, отобранные мной на рис.1 в работу [D1].

Обозначено на рис.1	$\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$	$\Delta\varepsilon-\Delta\varepsilon^2$	Реальные: λ / L , м/м	ΔX_m реал., мм	Относ. погрш. измерен. сдвига полосы δ , %	Статистич. база (колич. замеров), шт.	Коэфф. пересеч., $\alpha_n=L_o\lambda/L\lambda_o$	ΔX_m пересеч. мм (на рис.1)	Материал светоноса плеч интерферометра.
H_2	1,0003	0,0003	0,0003	$6 \cdot 10^{-7} / 6$	1,6	~30	5	1	1,6	Газы
Возд.нрм. двл. -0 атм	1,0006	0,0006	0,0006	$6 \cdot 10^{-7} / 6$	2,7	20	>50	1	2,7	
Возд. с двл. 2 атм	1,0013	0,0013	~0,0013	$6 \cdot 10^{-7} / 6$	5,3	15	2	1	5,3	
H_2S	1,0014	0,0014	0,0014	$6 \cdot 10^{-7} / 6$	7,0	15	5	1	7,0	
CS_2	1,0037	0,0037	0,0036	$6 \cdot 10^{-7} / 6$	13,5	6	5	1	13,5	
♥ ₁	1,32	0,32	0,21	$9 \cdot 10^{-6} / 0,3$	3,2	18	10	300	960	Вода
♥ ₂	1,96	0,96	0,039	$6 \cdot 10^{-7} / 0,3$	7,5	15	20	20	150	
♥ ₃	1,99	0,99	0,011	$3 \cdot 10^{-7} / 0,3$	5,5	17	20	10	55	
○ ₄	2,033	1,033	-0,034	$9 \cdot 10^{-6} / 0,3$	-0,65	~45	>30	300	-195	Плавлен. кварц
○ ₅	2,20	1,20	-0,24	$9 \cdot 10^{-7} / 0,1$	-9,5	10	5	90	-840	
○ ₆	2,5	1,5	-0,75	$3 \cdot 10^{-7} / 0,1$	-130	~1	3	30	-4100	
* ₇	2,84	1,84	-1,49	$3 \cdot 10^{-7} / 0,1$	-245	~1	2	30	-6400	Стекло тяж.флинт

Из формулы Максвелла для полной проницаемости ($\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$) оптической среды поляризационный вклад эфира $\varepsilon_{\text{эф.}}=1$., а поляризационный вклад частиц $\Delta\varepsilon>0$. Так как при $\Delta\varepsilon<1$ знак $+\Delta X_m$ положителен, а при $\Delta\varepsilon>1$ знак $-\Delta X_m$ отрицателен (рис.1), то положительный знак времени запаздывания $\Delta t=t_{\perp}-t_{\parallel}$ лучей по (11), в силу пропорции $\Delta X_m \sim \Delta t$, при $\Delta\varepsilon<1$ определяется преобладанием поляризации эфира в полной проницаемости $\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$ светоносной среды, а при $\Delta\varepsilon>1$ – преобладанием поляризации частиц светоносной среды. Таким образом, из этой модели объяснения изменения знака времени Δt запаздывания лучей интерферометра при $\Delta\varepsilon=1$ следует, что кинетико-дисперсионный член $\{(\lambda/n) dn/d\lambda\}$ должен сдвигать величину $\Delta\varepsilon_{\pm}$, при которой будет изменяться знак $\Delta X_m(\Delta\varepsilon)$, в область $\Delta\varepsilon<1$ (по таблице 2 этот сдвиг порядка 5-10%). В моих экспериментальных данных этот эффект заметить не удалось (надо признать, что такой цели у меня в те годы и не возникало).

Из этих зависимостей я сделал оценки роли дисперсионного члена $\{(\lambda/n) dn/d\lambda\}$ в формуле Френеля: $c' = c/n \pm V\{1-n^{-2} -(\lambda/n) dn/d\lambda\}$. Значения кинетико-поляризационного $(1-n^{-2})$ и кинетико-дисперсионного $\{(\lambda/n) dn/d\lambda\}$ членов формулы Френеля для шести экспериментальных точек рис.1 приведены в таблице 2. Из таблицы 2 видна определяющая роль Френелева члена $(1-n^{-2})$, в сравнении с кинетико-дисперсионным членом $\{(\lambda/n) dn/d\lambda\}$, предложенным Лоренцем. Учитывая, что член $(1-n^{-2})=\Delta\varepsilon/\varepsilon$ определяет относительный вклад частиц светоносной среды в полную её проницаемость $\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$, и что обнаруженный мной эффект изменения знака величины сдвига интерференционной полосы наблюдается при $\Delta\varepsilon=1$ (см. рис.1), можно составить некоторое представление о влиянии двух фундаментальных механизмов поляризации светоносных сред.

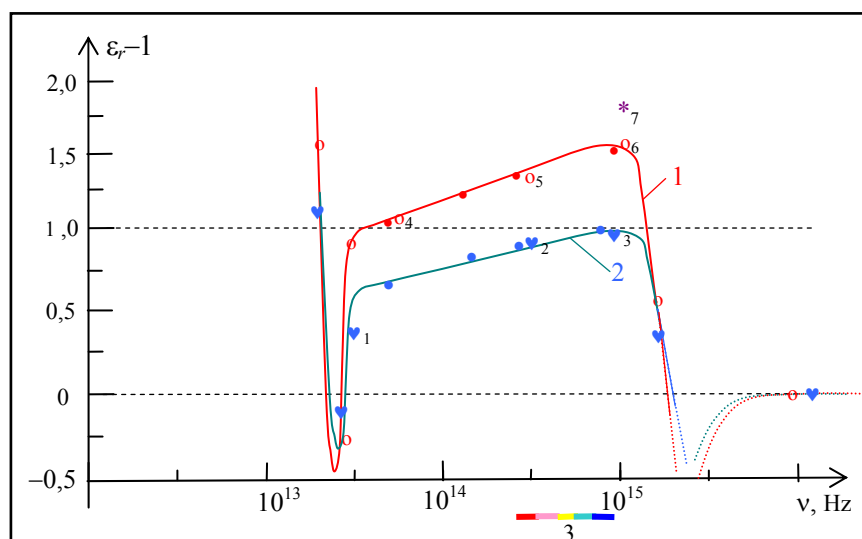


Рис.2. Частотные зависимости $\Delta\varepsilon(\nu) = \varepsilon(\nu) - 1$ вклада $\Delta\varepsilon$ частиц в диэлектрическую проницаемость ($\varepsilon_r = 1 + \Delta\varepsilon$) плавленого кварца (кривая 1) и дистиллированной воды (2), измеренные от инфракрасного до ультрафиолетового диапазонов; 3 – интервал видимой части спектра наблюдений; Польные кружочки (o) и пики (♥) – мои измерения, часть которых до частоты $3 \cdot 10^{15}$ Гц опубликована в журнале Известия АН СССР, сер. Неорганические материалы, т.16, №5, (1980); сплошные кружочки (•) и (●) – данные из [D6] и [D7]; точки ♥_{1,2,3} и o_{4,5,6} – получены на интерферометре Майкельсона в роли диэлектроматра.

Заметив в своих опытах зависимость сдвига интерференционной полосы от величины диэлектрической проницаемости светонесителя лучей интерферометра Майкельсона, я пришёл в конечном счёте к описанному выше анализу дисперсионных качеств светонесной среды. Для объяснения хода экспериментальной кривой $\Delta X_m(\Delta\varepsilon)$, показанной на рис.1, я отверг, как несостоятельное, правило сложения $c \pm V$ скорости света c со скоростью V поступательного движения оптической среды, которое Майкельсон использовал при выводе соотношений (1)÷(3). Хотя дисперсионная формула Максвелла-Зельмейера в 1881-ом году была уже известна, Майкельсон не смог ею воспользоваться. Тем более он не мог тогда знать, что классическое сложение скоростей $c+V$ не применимо к его прибору, не говоря уже о естественном его незнании эффектов Лоренцева сокращения продольного плеча интерферометра.

Таблица 2. Сравнение вкладов членов $\{(\lambda/n) dn/d\lambda\}$ и $\{(1/n^2) dn/d\lambda\}$ формулы Френеля для шести экспериментальных точек рис.1

Обозначение экспериментальных точек на рис.1 и 2	Значение члена $(1 - n^{-2}) = \Delta\varepsilon/\varepsilon$	Значение члена $\{(\lambda/n) dn/d\lambda\}$
♥ ₁	0,3	0,1
♥ ₂	0,46	0,05
♥ ₃	~0,5	0,02
o ₄	~0,5	0,07
o ₅	0,65	0,06
o ₆	0,62	0,015

В конце 1960-х годов, когда я проводил измерения на модернизированных интерферометрах Майкельсона, релятивистский закон $c \oplus V = c'$, где \oplus – оператор релятивистского сложения скоростей, и условие $c' \leq c$, были уже хорошо известны и описаны во всех учебниках физики. Поэтому я использовал [5] формулу Френеля для зависимости скорости света от параметров движущейся оптической среды, согласно которой скорость света в среде $c' \leq c$ никогда не превосходит скорости света c в эфире без частиц:

$$c'_{\pm} = \frac{c}{n} \pm V \left(1 - \frac{1}{n^2} \right). \quad (6)$$

При таком подходе в системе отсчёта в неподвижном эфире будем иметь вместо (1):

$$t_{\parallel} = \frac{L_{\parallel}}{c'_+} + \frac{L_{\parallel}}{c'_-} \quad (7)$$

где c'_+ и c'_- – значения (6) для распространения света в светоносе вдоль \mathbf{V} и в противоположном направлении, соответственно.

Детектирование и измерение сдвига интерференционных полос выполняется на инструментах, расположенных в подвижной Земной системе отсчёта. В формуле (7) также предусмотрена поправка на эффект Лоренца сокращения длины движущегося тела. В данном случае мы считаем, что вне источника света и зеркал интерферометра свет большей частью распространяется в неподвижном эфире, возмущаемом подвижными частицами светоносителя. Именно здесь накапливается всё время задержки t_{\parallel} на распространение света в плече L_{\parallel} , которое затем учитывается в измерениях сдвига интерференционной полосы, производимых в подвижной лабораторной системе отсчёта на интерференционной пластинке прибора. Поэтому при переходе от эфира к Земной лабораторной системе отсчёта прибора должно учитываться лоренцево сокращение продольно-подвижного плеча L' интерферометра:

$$L_{\parallel} = \frac{L'}{(1-V^2/c^2)^{1/2}}. \quad (8)$$

Подставляя (8) и соответствующие значения (6) в (7) и обозначая $L'=L$, получим для параллельного скорости \mathbf{V} направления,

$$\begin{aligned} t_{\parallel} &= \frac{1}{(1-V^2/c^2)^{1/2}} \left(\frac{L}{c_+} + \frac{L}{c_-} \right) = \frac{1}{(1-V^2/c^2)^{1/2}} \frac{L}{c} \left(\frac{n}{1 + \frac{V}{c} \frac{\Delta n^2}{n}} + \frac{n}{1 - \frac{V}{c} \frac{\Delta n^2}{n}} \right) \\ &\approx \left(1 + \frac{V^2}{2c^2} \right) \frac{L}{c} \frac{2n}{1 - \frac{V^2}{c^2} \left(\frac{\Delta n^2}{n} \right)^2} \approx \left(1 + \frac{V^2}{2c^2} \right) \frac{L}{c} 2n \left[1 + \frac{V^2}{c^2} \left(\frac{\Delta n^2}{n} \right)^2 \right] \\ &\approx \frac{L}{c} 2n \left[1 + \frac{V^2}{2c^2} + \frac{V^2}{c^2} \left(\frac{\Delta n^2}{n} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

В поперечном плече свет распространяется перпендикулярно направлению движения светоноса. В этом случае из (2) с учетом (6) получаем время задержки t_{\perp} луча. В поперечном к \mathbf{V} направлению длина плеча ($L_{\perp}=L$) не получает Лоренцева сокращения, но формула (6) учитывает влияние подвижных частиц оптической среды (учёт показателя преломления n и величины её проницаемости $\varepsilon=n^2$):

$$t_{\perp} = \frac{2L}{\left(\frac{c^2}{n^2} - V^2 \right)^{1/2}} = \frac{L}{c} \frac{2n}{\left(1 - \frac{V^2}{c^2} n^2 \right)^{1/2}} \approx \frac{L}{c} 2n \left(1 + \frac{V^2}{2c^2} n^2 \right). \quad (10)$$

Вычитая (10) из (9), найдем

$$\Delta t = t_{\parallel} - t_{\perp} = \frac{V^2}{c^2} \frac{L}{cn} \left[n^2 - n^4 + 2(\Delta n^2)^2 \right] = \frac{V^2}{c^2} \frac{L}{cn} \Delta n^2 (n^2 - 2\Delta n^2) = \frac{V^2}{c^2} \frac{L}{cn} \Delta n^2 (1 - \Delta n^2). \quad (11)$$

С учетом $n = \varepsilon^{1/2}$ и $\Delta \varepsilon = n^2 - 1$ получаем из (11) формулу (Демьянов 1971)

$$\Delta t = \frac{V^2}{c^2} \frac{L}{c\sqrt{\varepsilon}} \Delta \varepsilon (1 - \Delta \varepsilon), \quad (12)$$

где $n=\sqrt{\varepsilon}$ и $\Delta\varepsilon=\Delta n^2$. Полученная (12) разность Δt соответствует сравнению времён t_{\parallel} и t_{\perp} распространения луча в одном плече интерферометра в двух ортогональных его положениях, в одном из которых плечо направлено вдоль V . Реально в конструкции интерферометра имеются два ортогональных плеча L_1 и L_2 , лучи которых одновременно интерферируют на экране прибора. Одновременное присутствие на интерференционном экране в зоне интерференции обоих ортогональных лучей обеспечивает непрерывное наблюдение как самой полосы, так и её смещения ($\Delta X_m=cX_o\Delta t/\lambda$) относительно самой себя. С учётом этого расчётная формула для сравнения с экспериментом выглядит следующим образом:

$$\Delta t = \frac{V^2}{c^2} \frac{L_1 + L_2}{c\sqrt{\varepsilon}} \Delta\varepsilon(1 - \Delta\varepsilon). \quad (13)$$

В (12) формула (13) приведена к одноплечевому виду, т.е. при $L_1=L_2=L$ опущен коэффициент 2.

Формула (12) воспроизводит в существенных чертах экспериментальную кривую, показанную на рис.1. Из этой кривой и теоретической модели (13) можно получить оценку скорости V "эфирного ветра". Кривая 1 на рис.1 соответствует максимальным значениям смещения полосы, наблюдаемым всего около 1 часа за сутки. Определяемая этой кривой величина горизонтальной проекции скорости эфирного ветра получается ~ 480 км/сек. В остальное время дня и ночи эта проекция меньше указанного максимума. Через 12 часов после наблюдения максимального значения горизонтальная проекция скорости эфирного ветра проходит через минимум ~ 140 км/сек. Таким образом, за 24-часовой период наблюдения горизонтальная проекция скорости эфирного ветра на широте г. Обнинска изменяется от 140 км/сек до 480 км/сек.

Заметим, что авторы [6] также пришли к верному пониманию необходимости проведения эксперимента Майкельсона в оптических средах. Хотя полученная ими линейная модель $\Delta X_m \sim L\Delta\varepsilon$ основана на использовании эклектичной (не инвариантной по-Лоренцу) формы $c/n \pm V$.

Обсуждение и выводы

На интерферометре Майкельсона для оптических сред с показателем преломления, отличным от единицы получен сдвиг интерференционной полосы, значительно повышающий отношение сигнал/шум. Доказана положительность (а не "отрицательность") опытов Майкельсона. Измерена разность между временными интервалами прохождения света от источника до зеркала и обратно для направлений параллельно и перпендикулярно направлению движения интерферометра. Найдено, что эта величина параболически зависит от вклада $\Delta\varepsilon$ поляризации частиц светоносов интерферометра в полную проницаемость оптической среды. Экспериментальные наблюдения хорошо описываются теоретической моделью, основанной на дорелятивистской (оказавшейся Лоренц-инвариантной) негалилеевской формуле Френеля для увлечения света движущейся оптической средой. Таким образом, показана несостоятельность аддитивного правила сложения $(c + V)$ скорости неинертного света c со скоростью движущегося инертного тела V , использованного Майкельсоном в 1881-ом году при выводе формулы (3) и (4).

Следует подчеркнуть, что в рамках предложенной интерпретации, концептуально отличной от традиционной, все известные измерения (см., например, [1, 2, 4, 5]) на интерферометре типа Майкельсона, в которых поддерживалось нормальное давление воздуха (этому соответствует $\Delta\varepsilon \approx 0,0006$), всегда должны были показывать $\Delta X_m \neq 0$, а, следовательно, $\Delta t \neq 0$. Вот почему все экспериментаторы сообщали, что в опытах при нормальном давлении воздуха они замечали ненулевые значения ΔX_m в шумах. Но в формуле Майкельсона (3) отсутствует $\Delta\varepsilon$, поэтому он по замеченным следам ΔX_m на воздушных светоносителях получил заниженную в $\Delta\varepsilon^{-1/2} \approx 0,0006^{-1/2} = 40$ раз оценку абсолютной скорости Земли, которая оказывалась у всех вместо 200-400 км/с в пределах 5-10 км/с, т.е. в пределах шума прибора. Такая же оценка получалась и у Миллера [6].

В моей формуле (12) $\Delta\epsilon$ учтено. Это избавило меня от фатальной ошибки, в результате которой "эфирный ветер" оказывается незамеченным, и позволило обнаружить движение Земли относительно неподвижного эфира. Проекция абсолютной скорости Земли на горизонтальную плоскость прибора, рассчитываемая из (12), оказалась в разное время ночи и дня на широте г. Обнинска равной $140 \div 480$ км/сек. Из сравнения (3) и (12) видно, что учёт $\Delta\epsilon$ даёт в $1/\sqrt{\Delta\epsilon_{\text{возд}}} \sim 40$ раз большие скорости "эфирного ветра", чем из (3) получали Майкельсон&Морли [2], Миллер [6] и др.

Наблюдение за дискуссией, вызванной публикацией моей статьи в PLA [D1], показывает, что многие (если не все) забыли, что в первые 40 лет (после 1881-го год) опыты Майкельсона считали отрицательными по причине того, что гармоническое смещение полосы ΔX_m экспериментаторы не могли различить на фоне шумов прибора, чтобы измерить величину ΔX_m [D.4]. В последующие 40 лет (с 1920 по 1950 годы), когда благодаря опытам Миллера [6] сдвиг полосы был уверенно замечен, роковую роль в отнесении опытов типа Майкельсона к "отрицательным" сыграла 40-кратно занижающая ошибка в формуле Майкельсона (3) по сравнению с правильной формулой (12), корректно учитывающей диэлектрическую проницаемость частиц светоносов интерферометра.

Игнорирование инерциального вклада $\Delta\epsilon$ Майкельсоном и всеми, кто его копировал, явилось причиной, по которой известные опыты на вакуумированных интерферометрах и эксперименты с гамма-лучами давали отрицательные результаты. До моих экспериментов все полагали, что интерферометр Майкельсона должен давать сдвиг интерференционной полосы в вакууме, причём, ожидания величины сдвига в вакууме завышались в ~ 1600 раз по сравнению с тем, что можно было наблюдать в воздухе [D.4]. В вакууме же ($n=1$), как впервые показал я экспериментально [3], сдвиг полосы отсутствует, т.к. $\Delta\epsilon=0$. Но именно опыты в вакууме не подтвердили результатов Майкельсона@Морли [2] и Миллера [6], полученные в воздухе нормального давления. Во всех таких экспериментах $\Delta\epsilon=0$ либо из-за того, что в той части прибора, где проходил свет, был вакуум, либо из-за нулевого значения ($\Delta\epsilon_\gamma=0$), т.к. диэлектрическая проницаемость ϵ_γ любой оптической среды в γ -лучах равна единице, т.е. $\Delta\epsilon_\gamma=\epsilon_\gamma-1=0$. А я показал прямыми экспериментами, что при откачке воздуха из зон прохождения света гармонический сдвиг интерференционной полосы пропадает (обнуляется). Действительно, согласно (9) из $\Delta\epsilon \rightarrow 0$ следует $\Delta t \rightarrow 0$, т.к. $\Delta X_m \sim \Delta t$.

Полученные мной экспериментальные результаты и их теоретическая интерпретация указывают на конвенциональный характер специальной теории относительности, обусловленный искусственной экстраполяцией (возникшей случайно в 1881-ом году по причине дорелятивистского состояния науки) аддитивного правила сложения скоростей инертных тел на электромагнитные волны, испускаемые инертными источниками. Удивительно, что полученную Майкельсоном формулу (3) на основе классического правила сложения скоростей ($c'=c+V$) до сих пор публично не признают грубой ошибкой эпохи 1881-1905 годов. А ведь форма $c'=c+V$ и формула (3) неприменимы к поворотному интерферометру с поперечными светоносными плечами ещё и потому, что они не учитывают огромной чувствительности измеряемого интерферометром параметра Δt (т.е. разности времён распространения продольного и поперечного лучей) от показателя преломления ($n>1$) светоносов (а это неопровержимый экспериментальный факт). Ведь этот прибор не просто имеет зависимость Δt (или ΔX_m) от показателя преломления n светоносных сред его плеч, он обнаруживает сверхчувствительность измерений Δt (или ΔX_m) к вариации показателя преломления $\text{var}(n)$ оптической среды каждого плеча уже в $4 \div 6$ знаках после запятой: $\text{var}_{\text{xyz}}(n)=1,000XYZ$.

Так что, продолжение считать опыты типа Майкельсона "принципиально отрицательными" в период 1930-2010 годов, когда уже появились уверенные доказательства их "положительности" в смысле $\Delta X_m \neq 0$ [2, 6, D1-D5], – это беда эпохи. По сути, специальная теория относительности оказалась артефактом этого бедствия. Вся совокупность уже опубликованных мной экспериментальных результатов убедительно доказывает, что опыты типа Майкельсона принципиально "положительны", т.к. фиксируют в земных лабораториях $\Delta X_m \neq 0$. Более того, они уверенно выявляют на основе той или иной фиксации $\Delta X_m \neq 0$ абсолютное движение Земли в неподвижном эфире с величиной горизонтальной проекции скорости от 140 до 480 км/с, фиксируемой в 24-часовом цикле наблюдения днём и ночью (для широты г. Обнинска). При ориен-

тации же продольного плеча интерферометра на созвездие Геркулеса интерферометр типа Майкельсона любыми ненулевыми замерами $\Delta X_m \neq 0$, обрабатываемыми по моей формуле (12), уверенно фиксирует в любое время дня и ночи и в любой точке расположения Земной лаборатории скорость Земли относительно эфира ~ 600 км/с [3].

Литература

- [1] A.A.Michelson. The relative motion of the Earth and the luminiferous aether, Am.J.Sci., ser.3, v.22, pp.120-129 (1881).
- [2] 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).
- [3] В.В. Демьянов. *Нераскрытая тайна великой теории*, Новороссийск: МГА им. адм.Ф.Ф.Ушакова, РИО, 1-е издание 2005, 2-е издание 2009, 330 с.
- [4] A.Drezet. The physical origin of the Fresnel drag of light by a moving dielectric medium, Eur.Phys.J. B, v.45, No 1, pp. 103-110 (2005).
- [5] R.T.Cahill and Kirsty Kitto. Michelson-Morley Experiments Revisited and the Cosmic Background Radiation Preferred Frame, Apeiron, v.10, No 2, pp.104-117 (2003).
- [6] D.C.Miller. Significance of the ether-drift experiment of 1925 at Mount Wilson, Science, v.68, No 1635, pp.433-443 (1926).
- [7] J.Shamir, R.Fox. A new experimental test of special relativity, Nuovo Cim., v.62, No 2, pp.258-264 (1969).

Внешний реферат препринта

Я обнаружил экспериментально, что в вакууме (показатель преломления $n=1$.) сдвиг интерференционной полосы на интерферометре Майкельсона отсутствует по причине отсутствия частиц в светоносной зоне. Сдвиг интерференционной полосы становится заметным только при определённой концентрации частиц в светоносе. Увеличение остаточного давления воздуха в светоносных колбах интерферометра (длиной 6 м в каждом плече) от 1 мм рт.ст. до 1500 мм рт.ст. обнаруживает первые признаки сдвига интерференционной полосы (масштаба $\sim 0,015$ от её ширины) лишь при давлении воздуха 300 мм рт.ст. ($n=1,00014\dots$). Увеличение давления воздуха в светоносных колбах интерферометра до 760 мм рт.ст. ($n=1,0003\dots$) удваивает амплитуду гармонического сдвига интерференционной полосы до $\sim 0,03$, а при давлении 1500 мм рт.ст гармонический сдвиг полосы $\sim 0,06$ не заметить просто невозможно.

Это наблюдение указывает на то, что частицы светоносов образуют основу подвижной инерциальной системы отсчёта сдвига полосы в интерферометре. Изучив зависимости сдвига полосы от величины n светоносов, я обнаружил сложную S-образную зависимость сдвига полосы от n Чтобы её объяснить, я отказался от классического правила сложения скорости инертного источника интерферометра со скоростью испускаемого им света, как не учитывающего величину n оптической среды. Вместо этого правила я применил дорелятивистскую формулу Френеля для скорости света в движущейся оптической среде, которая учитывает n . Учёт физического эффекта Лоренцева сокращения продольного плеча интерферометра от его движения в неподвижном эфире позволил воспроизвести в существенных чертах экспериментальную S-образную зависимость сдвига полосы от n и получить оценку горизонтальной проекции абсолютной скорости Земли относительно эфира, которая на широте г. Обнинска изменяется в разное время дня и ночи в пределах $140 \div 480$ км/с.