Совместимость неотрицательности опытов ММХ с Лоренц-инвариантными преобразованиями скорости света в движущихся оптических средах

Демьянов В.В.
Морская государственная академия им. адмирала Ф.Ф.Ушакова, Новороссийск
e-mail: demjanov@ nsma.ru

19 июля 2011

В работе показано, что релятивистская Лоренц-инвариантность преобразования выражения скорости света из неподвижной оптической среды в подвижную оптическую среду с показателем преломления n>1 не содержит в себе требования отрицательности опытов на интерферометрах типа ММХ, объясняя тем самым явление систематического наблюдения ненулевых сдвигов интерференционной полосы в опытах как самого Майкельсона, так и многих других экспериментаторов, повторявших более ста лет эти опыты с применением светоносных сред с интервалом значений $10^{-13}<n<3,5$

1. Состояние проблемы сегодня

Сегодня накоплены веские экспериментальные доказательства неотрицательности опытов ММХ, выполненных на интерферометрах со светоносителями из оптических сред с показателем преломления n>1 [1]. Неотрицательности в том смысле, что все известные опыты систематически обнаруживают ненулевую амплитуду ($A_m \neq 0$) сдвига интерференционной полосы при повороте интерферометра типа ММХ в горизонтальной плоскости земной лаборатории [1÷4]. В 1881-ом году Майкельсон не мог знать *релятивистских* тонкостей описания динамической анизотропии скорости распространения света в движущейся оптической среде. В частности, он не знал, что для обработки результатов ненулевых измерений $A_m \neq 0$ потребуется не классическое ($c \pm \upsilon$), а релятивистское ($c/n \oplus \upsilon$) определение скорости распространения света в движущейся со скоростью υ оптической среде, имеющей в земной лаборатории всегда показатель преломления n>1 (здесь и далее ⊕ − оператор релятивистского сложения скоростей; c − скорость света в вакууме без частиц). Поэтому при интерпретации своих опытов Майкельсон вообще не учитывал поляризацию оптической среды, по-видимому не догадываясь, что пользуется далёким от реальности приближением n=1.

Необходимость учёта поляризации оптической среды была выяснена в конце 1960-х годов, когда на интерферометрах были получены уверенные экспериментальные доказательства не отрицательности ($A_m=0$), а положительности ($A_m \neq 0$) опытов типа ММХ со светоносами, имеющими n>1 [1] . Для объяснения ненулевого сдвига интерференционной полосы (т.е. положительности опытов ММХ) скорость света потребовалось представить не галилеевским, а релятивистским инвариантом совместно действующей пары движущейся и неподвижной инерциальных систем отсчёта (ИСО), всегда образуемых поляризационной органикой двух субстратов недр любой оптической среды. Неподвижная $ИСО_o$ всякой оптической среды связана с неподвижным субстратом эфира, дающим повсеместно в пространстве константный поляризационный вклад $\varepsilon_{aether}=\mathbf{1}$. в полную её проницаемость $n^2=\varepsilon=\varepsilon_{aether}+\Delta\varepsilon$, а здесь же присутствующая движущаяся ИСО' этой же среды связана с вкладом $\Delta\varepsilon>0$ от поляризации поступательно движущихся в эфире инерциальных частиц. По имени этих частиц происходит название оптической среды, в отношении которой по традиции от СТО замалчивается неисключаемое участие вклада эфира $\varepsilon_{aether}=\mathbf{1}$ в формировании полной проницаемости $\varepsilon=\mathbf{1}.+\Delta\varepsilon$ оптической среды.

В силу незнания этой бинарно-инерциальной структуры проницаемости оптических сред Майкельсон интерпретировал результаты своих измерений ненулевого сдвига интерференционной полосы без учёта поляризации оптической среды. Поэтому ни он, ни все, кто соглашался с его интерпретацией опытов, не смогли дать конструктивного решения поставленной Максвеллом задачи детектирования эфира с помощью поворотного интерферометра с ортогональными оптическими плечами (сокращённо ММХ). Только в конце 1960-х годов впервые было показано [1], что для получения ожидаемой из астрономических наблюдений величины скорости "эфирного ветра" в несколько сот км/с по измерениям конечной амплитуды $A_m \neq 0$ надо обязательно учитывать не столько ε, сколько специфический вклад поляризации частиц $\Delta\varepsilon > 0$ всветоносов интерферометра, каким бы малым этот вклад не оказался в эксперименте. Так, для правильной интерпретации результатов измерений в воздушной оптической среде, для которой $\varepsilon \approx 1.0006$ (например, в опытах Майкельсона и Миллера [2]), требуется специальный [1, 4] учёт поляризационного вклада частиц воздуха ($\Delta\varepsilon \approx 0.0006$) с точностью до 4-го знака после запятой. В случае же измерений в лабораторном вакууме с разрежением $\sim 10^{-9}$ атм. (как, например, в опытах Herrmann S., Nagel M. и др., 2009 год [3]) требуется точность учёта вклада частиц ($\Delta\varepsilon \approx 0.0000000000006$) до 13-го знака после запятой.

Неучёт Δε воздуха Майкельсоном (1881 и 1887) и Миллером (1926) в [2] давал ~40-кратно заниженные значения (3÷12 км/с) измеренной ими горизонтальной проекции скорости "эфирного ветра" (т.к. $\Delta\varepsilon^{-1/2} = 0.0006^{-1/2} \approx 40$ [1, 4]). Неучёт Δε лабораторного вакуума в [3] привёл соответственно к миллионократному занижению скорости "эфирного ветра" (до смехотворных значений единиц микрон в секунду [4]). Правильный учёт поляризационного вклада Δε частиц оптических сред, используемых в интерферометрах типа ММХ, всегда даёт измеренную величину горизонтальной проекции скорости "!эфирного ветра" в интервале значений 140÷480 км/с (в зависимости от времени измерений днём или ночью), как при обработке ненулевых замеров амплитуд сдвига полосы ($A_m \neq 0$) в опытах Майкельсона (1887) и Миллера (1926) в воздухе нормального давления, так и при обработке ненулевых замеров амплитуд сдвига резонансной частоты в опытах Herrmann S., Nagel M. и др. (2009) в лабораторном вакууме с разрежением $\sim 10^{-9}$ атм. С особой тщательностью эти закономерности были выявлены из обработки ненулевых замеров амплитуд $A_m \neq 0$ в моих системных опытах (1968÷1974), выполненных в самом широком (из всех известных сегодня измерений) интервале проницаемостей оптических сред $1.000006 < \varepsilon < 3.5$ [1, 4].

2. Малоизвестные свойства Лоренц-инвариантного описания динамической анизотропии скорости света в опытах с движущимися оптическими средами

Выше отмечено, что Майкельсон использовал классическое ($c \pm \upsilon$) определение скорости распространения света, испускаемого движущимся источником, а поляризационные свойства оптической среды распространения света вообще не учитывал (в современной трактовке его интерпретация соответствует не реализуемому в земных лабораториях условию для светоносов n=**1**.). С появлением СТО в 1905 году [5] правомерность такого описания опытов ММХ усматривалась из формулировки второго постулата релятивизма (c=const. в движущейся и неподвижной средах). Согласно нему, взаимная подвижность двух ИСО со скоростью υ оставляет неизменной наблюдаемую скорость света и в неподвижной ИСО$_0$ ($c_0 = c$) и в движущейся ИСО' ($\tilde{c}_\pm = c$), что строго следует из формулы релятивистского правила сложения скоростей света в этих ИСО с вакуумной атмосферой (ИСО в эфире без частиц):

$$\tilde{c}_\pm = c \oplus \upsilon = \frac{c \pm \upsilon}{1 \pm c\upsilon / c^2} = \frac{c \pm \upsilon}{1 \pm \upsilon / c} = c \ . \qquad (1)$$

В этой формуле: $c = c/n = c/\mathbf{1}.$ – скорость света в среде без частиц (т.е. в неподвижном эфире, имеющем n=**1**.). Формула (1) в её узком толковании была открыта в 1904-ом году Пуанкаре [6, 7]. В ней знак "+" соответствует совпадению направлений векторов $\boldsymbol{c}$ и $\mathbf{v}$, а знак "–" – их противоположности. Эта схема является следствием известных групповых преобразований Лоренца, выявляющих поправку к классическим (галилеевым) преобразованиям в форме Лоренц-фактора $\sqrt{1-\upsilon^2/c^2}$.

Формула (1), на основе которой формулируется и доказывается часть второго постулата СТО, является частным случаем более общего правила сложения скоростей света в движущихся средах, ставшего известным широкой практике измерения скоростей света в разных оптических средах лишь к середине 20-го века:

$$\tilde{c}_{\pm} = c/n \oplus \upsilon = \frac{(c/n)\pm\upsilon}{1\pm\frac{\upsilon c/n}{c^2}} = \frac{(c/n)\pm\upsilon}{1\pm\upsilon/(nc)} \quad . \tag{2}$$

Именно (2) должно рассматриваться первоисточником (1), т.к. формула (1) вытекает из (2) при n=**1**., а не наоборот. Инвариантность формулы (2) в отношении комплекса c/n в ИСО$_o$ и ИСО' обычно показывают так. Скорость $c_o = c/n$ света в неподвижной среде (в ИСО$_o$) − это фундаментальный опытный факт второй половины 20-го века. Если с помощью прямого (для вариации $\delta c = +\upsilon$) преобразования (2) скорость $c_o = c/n$ преобразовать в движущуюся (лабораторную) ИСО' (т.е. наблюдать c_o из ИСО'), то получается значение скорости $\tilde{c}_{\pm} \neq c/n$. Совершая теперь обратное преобразование (для вариации $\delta c = -\upsilon$) скорости $\tilde{c}_{\pm}$ из движущейся ИСО' в неподвижную ИСО$_o$:

$$\tilde{c}' = \tilde{c}_{\pm} \oplus \upsilon = \frac{(\tilde{c}_{\pm} \mp \upsilon)}{1 \mp \tilde{c}_{\pm}\upsilon/c^2} = c/n \, , \tag{3}$$

мы получаем естественный исходный результат $\tilde{c}' = c/n$ в силу возврата в неподвижную систему отсчёта. Однако, на специально отмеченный выше промежуточный результат прямого преобразования (2):

$$\tilde{c}_{\pm} \neq c/n = c_o \, , \tag{4}$$

выявляющий очевидное неравенство скоростей света в неподвижной и движущейся оптических средах с n>1, почему-то никогда не акцентируют внимания. Но именно (4) указывает на неистребимое существование динамической (подвижностной) анизотропии скорости света в оптических средах, движущихся относительно неподвижного эфира со скоростью υ.

Недавно я обнаружил, что релятивистское выражение (2) скорости света в движущейся среде помимо Лоренц-инвариантности в форме (3), которую я назову целостной инвариантностью, обладает так же приближённой Лоренц-инвариантностью отдельных своих частей при их обратном преобразовании. Для этого разложим правую часть (3) в ряд по малому параметру $\pm\upsilon/c<10^{-3}$:

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n}\left[(1 \pm \frac{\upsilon}{c} n\left(1-\frac{1}{n^2}\right) - \frac{\upsilon^2}{c^2}\left(1-\frac{1}{n^2}\right) \pm \frac{\upsilon^3}{c^3}\frac{1}{n}\left(1-\frac{1}{n^2}\right) - \frac{\upsilon^4}{c^4}\frac{1}{n^2}\left(1-\frac{1}{n^2}\right) \pm .... - (\mp 1)^k \frac{\upsilon^k}{c^k}\frac{1}{n^{k-2}}\left(1-\frac{1}{n^2}\right)\right]. \tag{5}$$

Первые два члена этого ряда, как известно [5, 6], дают дорелятивистскую формулу Френеля $\tilde{c}_{\pm} = c/n \pm \upsilon(1-n^{-2})$. Этот результат относят к одному из первых достижений СТО, давшей феноменологический вывод этой формулы из исходных принципов СТО [6, 7].

Оказывается, если прямое преобразование скоростей по (5) ограничить двумя членами ряда, включающими первый порядок отношения υ/c, т.е. если взять в движущейся среде классическую формулу Френеля, то, выполнив обратное преобразование этой формулы по (3), ограниченное учётом только членов первого порядка υ/c, мы получим в неподвижной среде то же результат $\tilde{c}'=c/n$. Иначе говоря, классическая формула Френеля в рамках приближения, ограниченного учётом только членов первого порядка υ/c, оказывается приближённо Лоренц-инвариантной (с погрешностью υ/c~10^{-3}). Аналогично, если прямое преобразование скоростей по (5) ограничить тремя членами ряда, включающими первый и второй порядки отношения υ/c:

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n}\left[(1 \pm \frac{\upsilon}{c} n\left(1-\frac{1}{n^2}\right)-\frac{\upsilon^2}{c^2}\left(1-\frac{1}{n^2}\right)\right], \tag{6}$$

то, выполнив обратное преобразование по (3) и ограничившись здесь учётом членов первого и второго порядков υ/c, мы вновь получим то же результат $\tilde{c}'=c/n$. Значит, уточнённая (сохранением членов второго порядка υ^2/c^2) формула Френеля (5) становится инвариантной относительно параметра c/n в движущихся и неподвижных средах (когда речь идёт только об учёте эффектов первого и второго порядка υ/c).

Я проверил, что удержание в (5) любых первых k членов разложения всегда даёт при обратном преобразовании по (3) одинаковый результат $\tilde{c}'=c/n$, инвариантный для движущихся и неподвижных сред, если преобразование по (3) ограничивать учётом соответствующих k членов разложения (5). Естественно, что применение ограниченного k членами ряда (5) описания процессов в абсолютной (неподвижной в эфире) и лабораторной (связанной с движением частиц используемой в интерферометре светоносной среды относительно эфира) инерциальных системах отсчёта справедливо с погрешностью порядка υ^k/c^k. Здесь мы встречаемся с интересным математическим феноменом, когда в преобразовании (3) использование как точной формы (2) для $\tilde{c}_{\pm}$, так и приближённой формы (6) для $\tilde{c}_{\pm}$, в которой отброшены все члены разложения (2), начиная с $O(\upsilon^{k+1}/c^{k+1}\ldots)$, во всех случаях по (3) получается одинаковый результат $\tilde{c}'=c/n$, который принято называть условием Лоренц-инвариантности таких преобразований форм скоростей света из неподвижной среды в движущуюся и обратно.

Вывод большого практического (особенно экспериментального) значения для опытов на интерферометрах типа ММХ следует из приведённого анализа точной формулы (2) релятивистского сложения скоростей света в движущихся и неподвижных оптических средах с помощью её разложения (5). Обе формы (2) и (5) при обратном преобразовании по (3) оказываются Лоренц-инвариантными и в целом, и по частям разложения (5). При этом Лоренц-инвариантными оказываются любые части (5) в интервале усечений целыми числами $1 \le k \le \infty$. Очевидно, что экспериментальная проверка Лоренц-инвариантности полной формы (2), как видно из её разложения (5), требует сохранения чувствительности интерферометра ко всем k частям разложения (5) по k-степеням υ/c. В интерферометрах типа ММХ с ортогональными плечами равной длины все члены разложения (5) с нечётными k выпадают. Это является следствием того, что прямой и обратный лучи в плечах ММХ распространяются почти (с точностью до пикосекунд) одновременно в одной и той же среде с практически тождественным показателем $n_+ \equiv n_-$, из-за чего запаздывание прямого хода луча в плече идеально компенсируется обратным знаком его запаздывания при обратном ходе.

Чвствительность же к конечному сдвигу ($A_m \neq 0$) интерференционной полосы при повороте интерферометра вокруг вертикальной оси сохраняется в принципе для всех чётных степеней k (0, 2, 4, 6,…). Но если член с k=2 имеет порядок малости $\upsilon^2/c^2 \sim 10^{-6}$, то член с k=4 имеет порядок малости $\upsilon^4/c^4 \sim 10^{-12}$, а при k=6 ещё меньше. Мой опыт экспериментального исследования этой стороны поведения установок ММХ с разными диэлектрическими проницаемостями светоносных оптических сред в интервале значений $1.000006<\varepsilon<3.5$ [1÷4] показал, что интерферометр ММХ не чувствует эффектов выше $O(\upsilon^3/c^3\ldots)$. А это, значит, что он не может отображать весь спектр эффектов при преобразовании формулы (2) с помощью (3), для чего требуется, согласно (5), $k \to \infty$.

Таким образом, из всего многообразия возможных эффектов, вытекающих из разложения (5) релятивистской формулы (2) Лоренц-инвариантного сложения скоростей света в движущейся и неподвижной оптических средах, в экспериментах могут быть наблюдаемыми только эффекты первого и второго порядка малости υ/c. Но в интерферометрах типа ММХ эффекты первого порядка υ/c, как отмечено выше, идеально скомпенсированы, поэтому наблюдаемые на них амплитуды $A_m \neq 0$ соответствуют сдвигу полосы от эффектов второго порядка υ/c. Об этом же свидетельствует и спектральный анализ временной функции смещения полосы, имеющей в 2 раза более короткий период, чем период поворота интерферометра вокруг вертикальной оси. Выше было показано, что эти эффекты описываются Лоренц-инвариантной формулой (6), имеющей точность не выше υ^2/c^3~10^{-6}, но этой точности вполне достаточно для обнаружения скорости движения Земли относительно эфира ~140÷480 км/с [1, 4].

3. Лоренц-инвариантное описание скоростей света в движущихся оптических средах с *n*>1., выявляющее динамическую анизотропию их показателя преломления и скорости света, предопределяет принципиальную положительность (A_m≠0), а не отрицательность (A_m=0) опытов типа ММХ

Итак, едва намеченное Лоренцем и Пуанкаре (до 1904 года) из общих принципов эфиродинамической теории относительности (ЭДТО), не отрицавшей светоносности субстрата эфира, основано на новом негалилеевом правиле сложения скоростей света в движущейся и неподвижной инерциальных системах. Это правило, представленное в современном виде с помощью (2) и (3) и справедливое для всех оптических сред с ε≥1, содержит внутри себя важное соотношение (4), однозначно указывающее на отличие скоростей света в неподвижной (c_o=*c/n*) и движущейся ($\tilde{c}_{\pm} = c_o \oplus \upsilon$) ИСО. Но неравенство $c_o \neq \tilde{c}_{\pm}$ (4) стало неопровержимым фактом обширного опыта лишь во второй половине 20-го века. А в 1905 году в СТО ещё не осознанное преобразование (2) и (3) утвердилось для случая *n*=**1**. в частной форме (1), позволившей Эйнштейну сформулировать часть второго постулата СТО так: "Скорость света в движущейся и неподвижной ИСО одинакова". Очевидно, что эта формулировка как бы дополняла логику первого постулата СТО (логику одинаковости всех процессов в движущихся и неподвижных ИСО). Естественно, что эта частная формулировка была бы справедливой только для идеальных вакуумных свтоносов с ε=**1**. интерферометра. Согласно известной теоретической модели Фитцджеральда и Лоренца, если бы она могла быть реализована в земных условиях, на интерферометрах типа ММХ всегда должен был получаться нулевой сдвиг интерференционной полосы (A_m=0). Иными словами, измерения на ММХ с идеально вакуумированными светоносами всегда были бы отрицательными.

Но намеренно повторю ещё раз, лишь к середине 20-го века обширный земной опыт использования максвеловской электродинамики в реальных движущихся оптических средах с ε>**1** выявил более общую теоретическую форму Лоренц-инвариантных преобразований в виде (2) и (3), из которой следует соотношение (4), обнаруживающее *неодинаковость* скоростей света в движущихся и неподвижных оптических средах. Я обратил внимание на это новое свойство Лоренц-инвариантных преобразований в форме (2)÷(4) в 1970 году [1]. Это позволило мне понять практически все причины неудач прежних опытов Майкельсона, Миллера и др. и доказать своими экспериментами принципиальную положительность опытов типа ММХ со светоносными оптическими средами во всём широком интервале их проницаемостей 1.000006<ε<3.5 [1, 4].

4. Лоренц-инвариантное определение скорости движения υ оптических сред с *n*>1. по результатам измерения с помощью интерферометров типа ММХ ненулевых амплитуд сдвига полосы (A_m≠0)

К 1970-му году мне удалось получить (сконструировать) формулу амплитуды смещения интерференционной полосы, ожидаемой из эксперимента с поворотом интерферометра типа ММХ вокруг вертикальной оси:

$$A_m = \frac{2L}{\lambda\sqrt{\varepsilon}}\frac{\upsilon^2}{c^2}(\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon^2)\,. \tag{7}$$

которая описывала все обнаруженные мной особенности измеренных мной зависимостей $A_m(\Delta\varepsilon)$ [1]. В частности, (7) воспроизводила три главных обнаруженных мной особенности зависимости A_m от Δε [1, 4]: 1) линейный рост A_m при увеличении вклада Δε поляризации частиц газообразных светоносных сред, имеющих Δε<<1; 2) асимптотическое стремление экспериментальной зависимости $A_m(\Delta\varepsilon)$ к нулю при устремлении Δε→0, например, разрежением воздуха, и 3) смена знака экспериментальной зависимости $A_m(\Delta\varepsilon)$ при Δε=1. Естественно, что аналогичная формула Майкельсона $A_m = \frac{2L}{\lambda}\frac{\upsilon^2}{c^2}$ [2] ничего подобного в поведении экспериментальных зависимостей $A_m(\Delta\varepsilon)$ не могла передать и потому почти целое столетие заводила в тупик все попытки интерпретации экспериментов как самого Майкельсона (1981, 1987, 1926), так и Миллера (1926), Йоса (1936), Шамира и Фокса (1968), Триммера (1973), Herrmann S., Nagel M. и др. (2009).

Я заметил выше, что формула (7) была мной сконструирована. Действительно, я использовал для её вывода выражение Френеля для скорости света в лабораторной системе отсчёта:

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n}\left[(1 \pm \frac{\upsilon}{c} n\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\right]\,, \tag{8}$$

которое, как я показал выше, не Лоренц-инвариантно для описания эффектов второго порядка малости отношения *υ/c*. В результате выражение для разности времён запаздывания ортогональных лучей интерферометра $\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel}$, в котором $t_{\parallel} = L_{\parallel}/\tilde{c}_{+} + L_{\parallel}/\tilde{c}_{-}$; $t_{\perp} = L_{\perp}/\tilde{c}_{+} + L_{\perp}/\tilde{c}_{-}$, а $\tilde{c}_{\pm}$ определялось из (8), получалось в виде очень сложной функции:

$$\Delta t = \frac{2L}{c}\frac{\upsilon^2}{c^2}F(\varepsilon, \Delta\varepsilon, \Delta\varepsilon^2)\,, \tag{9}$$

которая не приводилась к искомому мной виду:

$$\Delta t = \frac{2L}{c}\frac{\upsilon^2}{c^2}\frac{\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon^2}{\sqrt{\varepsilon}}\,, \tag{10}$$

необходимому для получения формулы (7), описывающей перечисленные выше три главные особенности экспериментально снятых мной зависимостей $A_m(\Delta\varepsilon)$ [1].

В 1970 году формула (10) из (9) получилась только после того, как я внёс в (9) поправки на Лоренцево сокращение в плече $L_{\parallel}$ и учёл треугольник Лоренца в плече $L_{\perp}$. Тогда из выражения $A_m = c\Delta t/\lambda$ последовала искомая формула (7).

Тепрь выяснилось, что использование Лоренц-инвариантной формулы (6) в расчёте запаздывания в плече, параллельном ***V***, сразу даёт искомую структуру формулы (10):

$$t_{\parallel} = \frac{L_{\parallel}}{\tilde{c}_{+}} + \frac{L_{\parallel}}{\tilde{c}_{-}} = \frac{2Ln}{c}\left[1 - \frac{V^2}{c^2}\frac{\Delta\varepsilon(1-\Delta\varepsilon)}{\varepsilon}\right]\,. \tag{11}$$

в виде, не требующем никаких других поправок к геометрооптическому расчёту времён $t_{\parallel}$ и $t_{\perp}$. Действительно, запаздывание $t_{\parallel}$ не требует специального внесения поправки на Лоренцсокращение плеча $L_{\|}$, а запаздывание в плече $L_{\perp}$, перпендикулярном $\boldsymbol{V}$, с учётом $V_{\perp}=0$ не требует учёта "Лоренцева треугольника"

$$t_{\perp}=\frac{L_{\perp}}{\tilde{c}_{+}}+\frac{L_{\perp}}{\tilde{c}_{-}}=\frac{2L_{\perp}n}{c}, \tag{12}$$

чтобы в итоге получилась формула (10), описывающая все три перечисленные выше особенности экспериментов [1, 4]. Это видно после применения Лоренц-инвариантной формулы (6) к расчёту запаздывания в плече $L_{\perp}$, перпендикулярном $\boldsymbol{V}$, когда $V_{\perp}=0$, а $\tilde{c}_{\pm}=c/n$. Вычитая из (12) выражение (11), получаем для разности времён распространения $\Delta t=t_{\perp}-t_{\|}$ окончательное выражение (в котором учтено, что $L_{\perp}=L_{\|}=L$):

$$\Delta t=t_{\perp}-t_{\|}=\frac{2L}{c\sqrt{\varepsilon}}\frac{V^{2}}{c^{2}}(\Delta\varepsilon-\Delta\varepsilon^{2}). \tag{13}$$

Подстановка (13) в выражение $A_m=c\Delta t/\lambda$ в зависимости от Δt даёт искомое выражение (7) для ожидаемой из опытов амплитуды сдвига интерференционной полосы [1].

Таким образом, мы показали, что применение Лоренц-инвариантной формулы (6) при расчёте времени $t_{\|}$ распространения света в плече интерферометра, параллельном $\boldsymbol{V}$, сразу даёт формулу (13) без поправок на "треугольник Лоренца" в плече $L_{\perp}$, и на Лоренцево сокращение плеча $L_{\|}$. Такой вывод формулы (13) можно считать удовлетворяющим принципу релятивистской Лоренц-инвариантности, а саму формулу (13) считать инвариантной в указанном выше новом смысле относительно всех оптических сред с любой величиной c/n, допускающем великое разнообразие скоростей света в движущихся и неподвижных оптических средах. Постулат релятивистской теории 20-го века о независимости скорости света в движущихся или неподвижных инерциальных системах, таким образом, сохраняет силу в узких границах каждой оптической среды, в пространственных областях которых n=const. Очевидно, что вакуум (эфир с n=1) является весьма частным случаем, охватываемым СТО, среди гораздо более широкого ряда динамических проявлений "релятивизма" вещей в эфире. Именно это скромное частное место и займёт СТО в будущей физике.

Литература

1. Demjanov V.V. *Undisclosed mistery of the great theory*, Ushakov State Maritime Academy, Novorossyisk, 1-st ed. 2005, 174; 2nd ed. 2009, 330 p.
2. Michelson A.A. *The relative motion of the Earth and the Luminiferous earth* (The Amer. Journ. of Sci., ser.III, v.22, 1881) p.120-129;

   Miller D.C. *Significance of the ether-drift experiments of 1925 at Mount Wilson. Science*, v.68, №1635, p.433-443 (1926);

   Miller D.C. *The ether-drift experiment and the determination of the absolute motion of the Earth* (Rev. Modern. Phys., v.5, №3, 1933) p.203-242.
3. Herrmann S., Senger A., Mohle K., Nagel M., Kovalchuk E.V. and Peters A. *Rotating optical cavity experiment testing Lorentz invariance at the 10^{-17} level*, Phys. Rev. D 80, 105011 (2009);

   Nagel M., Mohle K., Doringsho K., Hermann S., Senger A., Kovalchuk E.V. and Peters A. *Testing Lorentz invariance by comparing light propagation in vacuum and matter*, arXiv:1008.1205v2 (9 Aug 2010).
4. Demjanov V.V. *Physical interpretation of the fringe shift measured on Michelson interferometer in optical media*, Phys.Lett.A 374, 1110-1112 (2010);

   What and how the Michelson interferometer measures, arXiv: 1003.2899 v6 (4 march 2011);

   Why over 30 years absolute motion was not detected in Michelson-type experiments with resonators. ViXra: 1009.0057 v3 (05.04.2011).
5. Einstein A. Ann. Phys. *Bd.17*, *s.891* (1905).
6. Pauli W. *Relativitätstheorie*. Enz. Math. Wiss. *bd.V*, *h.IV*, Art.19 (1921); Паули В. *Теория относительности* (М.: "Наука", 1991) 328 с.
7. Пайс А. *Научная деятельность и жизнь Альберта Эйнштейна* (М.: "Наука", 1989) 568 с.