

Что и как измеряет интерферометр Майкельсона?

В.В.Демьянов

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

Предложенный Максвеллом в 1879 году детектор эфира на поверхностный взгляд кажется простым прибором. Например, Майкельсону в 1881 году казалось, что построенный им прибор (при повороте в горизонтальной плоскости) будет измерять в вакууме (показатель преломления $n=1$) гармонический сдвиг интерференционной полосы, а присутствие воздушной среды якобы создаёт лишь помехи. На самом деле всё гораздо сложнее. Не сразу было понято (непонимание длилось ~90 лет), что сдвиг интерференционной полосы возникает только тогда, когда светоносы лучей содержат в себе частицы, т.е. имеют $n>1$. Но и сегодня многие считают, что идеальной средой работы прибора является вакуум, а наблюдаемые некоторыми экспериментаторами сдвиги интерференционной полосы якобы вызваны погрешностями и систематическими помехами хаоса частиц воздуха. Замеченное снижение шумов при вакуумировании газообразных трасс распространения лучей в приборе только усиливало эту уверенность. В 1968-75 годах я доказал экспериментально, что при вакуумировании светоносной зоны вместе с уменьшением помех закономерно исчезает и гармонический сдвиг полосы. Оказалось, что последний детектируется только светоносными средами, состоящими из смеси эфира с частицами веществ. Я научился по контрасту полосы качественно выделять из большого числа помех и шумов главную интерференционную картину и смог по-новому правильно интерпретировать связь её контрастности с наличием или отсутствием смещения полосы. После этого стало ясно, когда и почему прибор Майкельсона уверенно детектирует скорость абсолютного движения Земли. Она оказалась равной нескольким сотням км/с.

В шестой версии этой работы я исправляю опisku в формуле (21). Более подробно рассмотрены основные причины методических и интерпретационных неудач экспериментального обнаружения "эфирного ветра" с помощью интерферометров типа Майкельсона, чтобы оградить экспериментаторов от их повторения. Показано, как снизить до метрически корректных уровней вредные влияния шумов и ложных интерференций от: *рассеяния* света светящимся пятном на полупрозрачном слое бифуркационной пластинки; *отражения* света от границ раздела оптических сред составного светоносителя; *размытия* интерференционной полосы потерями в светоносах. Описаны результаты измерений уверенно наблюдаемого сдвига полосы, которые выполнены на светоносителях с показателями преломления интервала $1<n<1,8$.

Вопросы интерпретации измерений на интерферометрах Майкельсона с самого начала играли определяющую роль в оценках получаемых результатов измерений. В специально введённом в пятую версию п.7 я анализирую причины, по которым сформировалось представление "принципиальной отрицательности" опытов Майкельсона. Среди них: 1) непонимание, что при $n=1$ интерферометр ничего, кроме шумов, не измеряет (сдвиг полосы отсутствует); 2) завышенные в $1/\varepsilon \sim 1660$ раз ожидания величины сдвига полосы; 3) заниженные в $\varepsilon^{-1/2} \sim 40$ раз оценки скорости эфирного ветра по результатам зафиксированных ненулевых сдвигов полосы в воздухе; 4) заниженные в 19-ом веке более чем в ~ 10 раз ожидания скорости эфирного ветра (30 км/с вместо ~ 400 км/с, что выяснилось только в 20-ом веке); 5) незнание в 19-ом веке тех новых (негалилеевских) принципов и мер относительности, которые нужно было учитывать с самого начала при интерпретации опытов Майкельсона, но которые были открыты и стали развиваться только после 1904-го года.

В статье в Phys.Lett. [A 374 (2010) 1110-1112] я сообщил о преодолении указанных выше методических и интерпретационных артефактов при выполнении опытов Майкельсона; это позволило мне определить по измеряемому гармоническому сдвигу интерференционной полосы горизонтальную проекцию абсолютной скорости Земли относительно эфира. На широте г. Обнинска в разное время дня и ночи она оказалась равной $140 \div 480$ км/с.

1. Период 1880÷1960-х годов

Совокупное осмысление всех решающих экспериментов на интерферометре типа Майкельсона представлено мной на рис.1 четырьмя временными зависимостями $A_m(t_{\text{местн.}})$ амплитуды A_m относительного сдвига интерференционной полосы, снятыми в течение полного 24-часового цикла дня и ночи. На этом рисунке амплитуда $A_m = X_m/X_0$ относительного сдвига интерференционной полосы выражена через реальную амплитуду X_m наблюдаемого сдвига полосы в мерах ширины X_0 самой полосы. В моих экспериментальных установках интерференционная картина визуализировалась с помощью самодельной видекамеры (с микроскопным объективом перед экраном видикона) и выводилась на неподвижный экран кинескопа 18ЛК2Б, на котором интерференционная полоса имела ширину $X_0=90$ мм.

Мне удалось воссоздать на рис.1 модели зависимостей (1-3), как имевшие место во всемирно известных экспериментах Майкельсона (1881), Майкельсона&Морли (1887), Миллера (1926), которые толковались, как свидетельства "отрицательности" опытов типа Майкельсона. Они были расшифрованы мной в форме кривых (1-3) после экспериментов (1968-1974 годов), которые стало возможно опубликовать лишь недавно [1, 2]. Полученная мной кривая 4 на рис.1 даёт ответ,

почему была уготована каждому из названных экспериментов судьба стать "отрицательным". Только получив амплитуды смещения ($X_m \gg \delta X_{ns}$) полосы, многократно превышающие уровень (δX_{ns}) шумов установки, стала очевидной и безусловная положительность идеи Максвелла, как наблюдать реакции эфира, и причины неудач первых опытов Майкельсона, в которых измеряемый параметр X_m оказался скрытым шумами $\delta A_{ns} \gg A_m$ (см. на рис.1). Это стало возможно только после того, как мне удалось понять и разделить реакции инерциальных и неинерциальных объектов в интерферометре, которых Майкельсон в 1881-ом году не различал.

Действительно, согласно предложенной в 1881-ом году модели обработки результатов эксперимента, основанной на классическом правиле сложения скоростей ($c \pm V$) неинерциальной волны света (c) и инерциальных источника света и светоноса, движущихся поступательно со скоростью V в неподвижном эфире, Майкельсон получил следующую формулу для определения скорости "эфирного ветра", пренебрегая явлением сноса луча в плече L_{\perp} (эту неточность исправил в последующем Лоренц, см. подробнее в п.7):

$$V = c \cdot [A_m \lambda / 2L]^{1/2} \quad (1)$$

В преддверии эксперимента из формулы (1) Майкельсон оценивал ожидаемую величину амплитуды относительного сдвига путём её обращения относительно A_m :

$$A_{m \text{ ож.}} = 2LB^2/\lambda \quad (2)$$

В (1) и (2) принято: c – скорость света в вакууме; V – скорость прибора (источника света и частиц светоноса лучей) относительно эфира; $B = V/c$; λ – длина волны в вакууме, а $A_m = X_m/X_0 = c\Delta t/\lambda$. Заметим, что ни хорошо известный в те годы показатель преломления n оптической среды, роль которой у Майкельсона выполнял воздух ($n = 1,0003$), ни менее известная тогда диэлектрическая проницаемость $\epsilon = n^2 = 1.0006$ воздуха в формуле (1) не учитывались.

Ожидания Майкельсона в 1881-ом году были оптимистичными. При $L_{\parallel} = L_{\perp} = 1.2$ м и $B^2 = 10^{-8}$ (т.е. для линейной скорости Земли по орбите вокруг Солнца, ~ 30 км/с) на луче видимого света он ожидал получить амплитуду $A_{m \text{ ож.}} = 0,04$ [3], соответствующую сдвигу полосы на $1/25$ ширины полосы. При оценке разрешающей способности своего интерферометра (величиной $1/40$ от ширины полосы [3]) он был уверен, что обнаружит сдвиг полосы (т.к. ожидалось отношение "сигнал/шум" ~ 2). Когда он провёл измерения, то не обнаружил даже следов смещения интерференционной полосы (т.е. получил $A_m = 0$). Отсюда известный "отрицательный" вывод – эфира "нет".

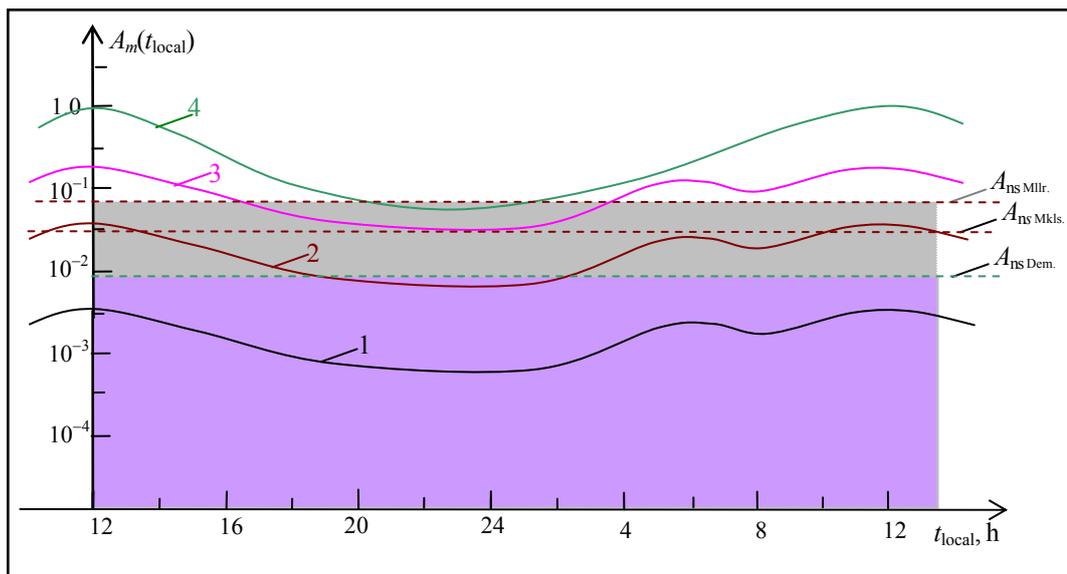


Рис.1. Временной ход (в течение дня и ночи) зависимостей относительной амплитуды $A_m(t_{\text{местн.}})$ гармонической составляющей $A(\varphi)$ смещения интерференционной полосы на экране интерферометра от местного времени $t_{\text{местн.}}$, соответствующие 3-й декаде июня: 1 – 1881-й год, США, $\sim 42^\circ$ СШ, Майкельсон [3]: модель кривой (3), пересчитанная для $L_{\parallel} = L_{\perp} = 1,2$ м (светонос – воздух); 2 – 1887-й год, США, $\sim 42^\circ$ СШ, Майкельсон&Морли [4]: модель кривой (3), пересчитанная для $L = 11$ м (светонос – воздух); 3 – реально измеренная в 1926-ом году зависимость $A_m(t_{\text{местн.}})$, США, Миллер [5]: $\sim 42^\circ$ СШ, $L = 32$ м, (светонос – воздух); 4 – реально измеренная в 1971-ом году зависимость $A_m(t_{\text{местн.}})$, СССР, Демьянов [1], $\sim 55,8^\circ$ СШ : $L = 0,2$ м, $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м (светонос – плавленый кварц); A_{nsi} – уровень шумов установки i – Миллера, Майкельсона и Демьянова, соответственно.

На самом деле это лишь было началом завязки сложнейшей научной проблемы продолжительностью в столетие: что и как измеряет интерферометр Майкельсона? Действительная "картина ненаблюдаемости" относительной амплитуды сдвига A_m интерференционной полосы в опыте Майкельсона 1881-го года, с высоты сегодняшнего моего понимания проблемы, выглядела так, как показано на рис.1 кривой 1, т.е. искомая в эксперименте величина A_m тонула в шумах, интенсивность которых превышала её в сотни раз.

Вероятно, догадываясь об этом, в 1887-ом году Майкельсон&Морли [4] увеличили длину плеч интерферометра с $L_{\parallel}=L_{\perp}=1.2$ м до 11-ти метров (почти в 10 раз по сравнению с опытом 1881-го года). По формуле (2) при $L_{\parallel}=L_{\perp}=11$ м и $B^2=10^{-8}$ они ожидали получить $A_{m \text{ ок.}}=0,4$ [4]. Сдвиг почти на $1/2$ ширины полосы не заметить невозможно. Однако они вновь не обнаружили сдвига интерференционной полосы. На самом деле и эта "картина ненаблюдаемости" относительной амплитуды сдвига A_m интерференционной полосы тонула в шумах с той лишь разницей, что теперь шумы превышали искомый сдвиг не в сотни, а в десятки раз (кривая 2 на рис.1). Но ни Майкельсон с Морли, ни другие учёные вплоть до 1926-го года об этом не догадывались. Опыты 1881 и 1887 годов, действительно, должно было считать "отрицательными" в рамках интерпретации по формулам (1) и (2).

Только получив хорошо очищенную от шумов кривую 4 на рис.1, я понял, что в опыте Майкельсона&Морли всего лишь на 1 час за сутки складывалось отношение сигнал/шум, близкое к единице ($A_m/A_{\text{нс}}\sim 1$), а затем в остальные 23 часа вновь десятикратно снижалось. Несмотря на эти неблагоприятные условия, когда никто не знал причины несовпадения ожиданий $A_{m \text{ ок.}}$ по модели (2) и фактуры измерений $A_{m \text{ изм.}}$ величины сдвига в опыте, Майкельсон и Морли объявили, что им удалось кратковременно фиксировать на фоне сильных шумов сдвиг полосы на $\sim 1/30$ ширины полосы [4]. Естественно, что этому тогда никто не поверил из-за невыясненности причин многопорядкового несовпадения ожидаемой величины $A_{m \text{ ок.}}\sim 0,4$ по модели (2) и измеряемой: $A_{m \text{ изм.}}\sim 0,03$. Так продолжалось до 1926-го года.

В 1926-ом году Миллер вновь повторяет опыт Майкельсона на интерферометре с ещё большей длиной плеч $L_{\parallel}=L_{\perp}=32$ м. Картина, которую он впервые наблюдал в течение почти всего дня и части ночи, представлена на рис.1 кривой 3. Она рассчитана мной по (2) из данных Миллера [5] о скорости "эфирного ветра", которые он получил при обработке своих измерений по формуле (1). Здесь мы видим, что эксперимент уже достаточно уверенно выявляет из шумов (с отношением $A_m/A_{\text{нс}}\sim 2\div 3$) амплитуду сдвига полосы в течение половины дня и ночи. Но т.к. оставалась невыясненной причина, почему в опыте Миллера ожидаемый сдвиг по формуле (2) обещал дать $A_{m \text{ ок.}}=1,2$, а фактически в точке "пик" дал $A_{m \text{ изм.}}\sim 0,1$, его результаты тоже причислили к "отрицательным". К такому выводу понуждали новые открывшиеся в 20-м веке знания.

Астрономические наблюдения тех лет уже свидетельствовали, что скорость Земли в космосе определяется не только линейной скоростью (~ 30 км/с) её вращения по орбите вокруг Солнца, но и на порядок большей линейной скоростью (~ 300 км/с) её вращения по орбите вокруг центра Галактики [6]. А это соответствует параметру $B^2=c^2/V^2\sim 10^{-6}$. Зная об этом Майкельсон в 1881-ом году, он бы получил по (2) оценку $A_{m \text{ ок.}}$ не 0,04, а 4,0 (т.е. смещение на 4 ширины полосы!). Такую реакцию нельзя не заметить. В ещё большей степени насторожила бы всех невязка ожидаемого сдвига полосы ($A_{m \text{ ок.}}\sim 40,0$ при $B^2\sim 10^{-6}$) и полученного Майкельсоном и Морли в 1887 году в опыте значения $A_{m \text{ изм.}}\sim 0,1$ (при $L_{\parallel}=L_{\perp}=11$ м). Завышение $A_{m \text{ ок.}}$ в тысячи раз, о котором я смог сообщить только в [1, 2], возможно, заставило бы задуматься и теоретиков о проблеме невязки математической обработки опытов.

В конце концов, окончательному приговору опытам Майкельсона, как "отрицательным", способствовали ещё три обстоятельства. *Во-первых*, опыты не воспроизводились и не подтверждались при измерениях в лабораторном вакууме [14], т.е. при $n=1$ (хотя все считали, что это наиболее стерильные условия для детектирования "эфирного ветра"). Теперь, после описания в [1, 2] моих опытов, стало ясно, что это были ошибочные расчёты, основанные на непонимании принципа действия интерферометра, идею которого подал Максвелл. *Во-вторых*, опыты не воспроизводились и не подтверждались из-за незнания того, как сдвиг полосы (выявляемый при развороте оптической платформы прибора в го-

горизонтальной плоскости) изменяется от времени съёмки дня или ночи (см. рис.2). Только после того, как к 1971-му году мной была выявлена такая зависимость путём анализа закономерности сезонного дрейфа кривой $A_m(t_{\text{местн.}})$ в течение года (см. рис.2), все измерения в любую дату года и любое время дня или ночи стали безупречно воспроизводиться. В-третьих, даже с учётом всех описанных выше спорадических случаев фиксации названными экспериментаторами относительных амплитуд сдвига A_m изм., их обработка по формуле (1) Майкельсона неизменно давала скорость "эфирного ветра" $5 < V < 10$ км/с [3-5]. А это равнозначно его отсутствию, особенно после того, как стало известно, что Земля мчится в космосе относительно звёзд не нашей Галактики со скоростью не менее 300 км/с [6].

Таковой была картина драматических попыток измерить скорость "эфирного ветра" с помощью интерферометра Майкельсона к началу 1960-х годов. Характерно, что в них не делалось различия между измерениями интерферометрами с воздушной или вакуумной атмосферами в зонах лучей, но считалось, что результатам с вакуумированными зонами распространения лучей следует доверять больше. Это характеризует рассмотренный этап истории науки, как период полного непонимания физического принципа действия интерферометра Майкельсона.

2. Период 1960÷2010-х годов

В 1960-х годах появились первые попытки измерений на интерферометре Майкельсона со светоносами из высокопрозрачных оптических сред [1, 2, 7], причём, в последующие десятилетия, вплоть до настоящего времени, интерес к ним всё возрастает [7-11]. Мои измерения показали (см. кривые 1 на рис.1 и 2) огромные потенциальные возможности повышения уровня полезного сигнала (в интерферометре таким сигналом является A_m) над его собственными шумами (δA_{ns}). Их реализация позволила мне ответить конструктивно на поставленные выше три вопроса. Почасовая и помесечная панорама изменений амплитуды сдвига интерференционной полосы (при разворотах интерферометра в горизонтальной плоскости) при отношении сигнал/шум не хуже 1,5÷15 в течение всего года представлена на рис.2.

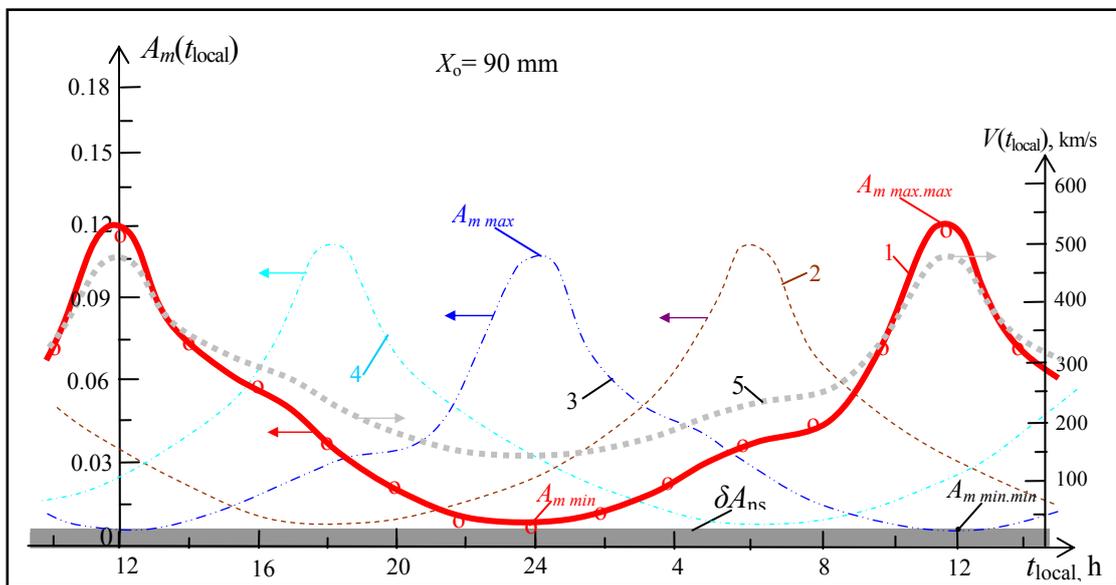


Рис.2. Закономерности (1-4) сезонного сдвига временных зависимостей $A_m(t_{\text{местн.}})$ наблюдаемой относительной амплитуды A_m гармонической составляющей $A(\varphi)$ сдвига интерференционных полос на экране кинескопа при прокатке оптической платформы с водными светоносами только в горизонтальной плоскости, которые снимались с интервалом 2 часа в течение суток местного для Обнинска (московского) времени $t_{\text{местн}}$ в третьих декадах месяцев: 1 – июнь; 2 – сентябрь; 3 – декабрь; 4 – март (по данным измерений в 1969÷71-ом годах); 5 – скорость "эфирного ветра", рассчитанная по кривой 1 по формуле (3). Измерения выполнены на водяных светоносах (дистилат H_2O в стеклянных трубках) при следующих параметрах установки: $L_{\parallel}=L_{\perp}=0,17$ м; $\lambda=9 \cdot 10^{-7}$ м; $\Delta \varepsilon_{H_2O} \approx 0,83$; $X_0=90$ мм – ширина полосы на экране кинескопа; $\delta_{ш}$ – уровень шумового дрожания интерференционной картины. $A_m \max$ и $A_m \min$ – максимальная и минимальная амплитуды сдвига полосы за 24-часовой период измерений днём и ночью; $A_m \max \max$ – наибольшая (в году) максимальная амплитуда сдвига полосы, наблюдаемая с 18 по 25 июня каждого года; $A_m \min \min$ – наименьшая (в году) минимальная амплитуда сдвига полосы, наблюдаемая с 18 по 25 декабря каждого года (всё для широты г. Обнинска).

На нём приведены измеренные мной четыре зависимости $A_m(t_{\text{местн.}})$ в четырех характерных временах года, специально привязанные к третьим декадам месяцев. Эти данные характерны для широты г. Обнинска ($55,8^{\circ}$ СШ). Кривые получены: 1 – в июне; 2 – в сентябре; 3 – в декабре; 4 – в марте. Измерения проводились в 1969 году и перепроверялись несколько раз вплоть до 1974-го года. Из этих зависимостей я впервые вывел следующие закономерности дрейфа точек "пик" амплитуд сдвига полосы (привязав их к местному времени):

- максимум максимум амплитуды относительного сдвига полосы $A_{m \max \max}$ (при разворотах интерферометра в горизонтальной плоскости) наблюдается в интервале $11^{30} \div 12^{30}$ часов дня местного времени от 18-го до 24-го июня каждого года, а минимум минимум $A_{m \min \min}$ наблюдается в интервале $11^{30} \div 12^{30}$ часов дня местного времени от 18-го до 24 декабря каждого года (рис.2);

- максимум амплитуды относительного сдвига полосы $A_{m \max}$ смещается (влево по рис.2) на два часа через каждый месяц принятого порядка счисления месяцев; таким образом, максимумы кривых 1, 2, 3, и 4, снятых с шагом через три месяца, сдвинуты один относительно другого на следующей соседней кривой на 6 часов;

- отношение амплитуды $A_{m \max \max}$ сдвига полосы, измеряемого в 12 часов дня 22-го июня, к амплитуде $A_{m \max}$ сдвига полосы, измеряемого в 24 часа ночи 22-го декабря равнялось $\sim 1,12$ (на широте г. Обнинска);

- рассчитываемая из зависимости $A_m(t_{\text{местн.}})$ по формуле (3) величина проекции скорости (V) "эфирного ветра" изменяется на широте г. Обнинска в интервале значений $140 < V < 480$ км/с, как показано кривой 5 на рис.2, по масштабу оси ординат справа.

Таким образом, полученные мной экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что на стадии реализации измерений на интерферометре типа Майкельсона существуют надёжные способы позитивного детектирования конечного сдвига интерференционной полосы с отношением сигнал/шум более 10. При такой определённости исполнения экспериментов на интерферометрах типа Майкельсона и той детальности мер их модернизации с помощью высокопроницаемых сред для светоносов лучей, которые я предложил и экспериментально проверил [1], казалось бы, не остаётся причин, чтобы считать опыты типа Майкельсона "отрицательными". Естественно, для этого мои результаты измерений и их новая интерпретация должны быть перепроверены и воспроизведены другими исследователями.

Однако здесь вновь может повториться история предыдущего периода. Тогда, непонимание истинного физического принципа действия интерферометра Майкельсона увлекло экспериментаторов на ошибочный путь перепроверки опытов Майкельсона&Морли и Миллера, проведённых в воздушной среде, якобы в более "чистых" условиях вакуумной атмосферы распространения лучей. Естественно, что полученные в вакууме результаты дали "нулевые" сдвиги полосы. Это способствовало отрицанию позитивных результатов измерений в атмосфере воздуха, полученных Майкельсоном и Морли и Миллером. Я экспериментально раскрыл научную интригу этих столетних заблуждений и построил теорию для их объяснения [1, 2].

Теперь, описанные мной [1, 2] позитивные результаты резкого повышения чувствительности (к сдвигу полосы) интерферометра с высокопроницаемыми светоносами, как я предвижу, могут не подтверждаться торопливыми попытками повторить их на установках, в которых не исключены артефакты паразитных методических помех, зашумляющих измерения сдвига полосы. В частности, в изложении [11] сообщается, что в [7] были получены почти нулевые ($1/3000$) сдвиги полосы на интерферометре с высокопроницаемыми светоносителями. Такому сдвигу полосы авторы [7] дали спорную интерпретацию, согласно которой скорость эфирного ветра получилась ~ 6 км/сек (т.е. на фоне 300 км/сек это почти ноль). Естественно, ортодоксы "принципа относительности", считающие "отрицательность" опытов Майкельсона его экспериментальным фундаментом, с восторгом встречают сообщения об экспериментах, в которых не фиксируется ожидаемый сдвига интерференционной полосы, соответствующий оценке скорости эфирного ветра в несколько сотен км/сек. Напротив, они встречают с враждебностью сообщения о любых позитивных результатах экспериментальной фиксации конечного сдвига интерференционной полосы и вычислению по нему правильного порядка величины скорости эфирного ветра (в несколько сотен км/сек).

Так как после 1969-го года никаких новых сведений об измерениях авторов [7, 8] не появлялось, а опубликованные мной [1, 2] позитивные результаты тех же лет потребуют времени для их перепроверки, я поделюсь с экспериментаторами своим опытом преодоления трудностей измерений на интерферометре типа Майкельсона с разными оптическими средами, включая лабораторный вакуум. Я опишу несколько методических артефактов, которые могут приводить к ложной видимости отсутствия (или резкого занижения величины) искомого сдвига интерференционной полосы в приборах, в которых светоносы лучей требуют применения оптопрозрачных контейнеров (для газов и жидкостей) или оптопрозрачных стержней. Применение описываемой ниже методики исключения артефактов проиллюстрировано в работах [12-13], в которых я научно-обосновано объяснил допущенные авторами [7] и [9] ошибки, исправил их, и по результатам измеренных ими сдвигов полосы ($A_m=1/3000$ в [7] и $A_m=10^{-5}$ в [9]) получил консолидированную оценку скорости эфирного ветра $V\sim 400$ км/сек.

3. Позитивность опытов типа Майкельсона

На рис.3 представлены мои результаты измерений на интерферометре Майкельсона, опубликованные в [1, 2]. На нём показатель преломления выражен в терминах оптической диэлектрической проницаемости $\varepsilon=n^2$, характерной для максвелловской электродинамики сплошных сред. В теории Максвелла величина $(n^2 - 1)$ получила (ещё в 1870-х годах) ясный физический смысл $(\varepsilon - 1) = \Delta\varepsilon$, согласно которому полная диэлектрическая проницаемость ε оптопрозрачной среды всегда состоит из суммы поляризационного вклада эфира (**1.**) без частиц и поляризационного вклада частиц $\Delta\varepsilon$, всегда находящихся в эфире, т.е. $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$. Я обнаружил, что амплитуда смещения интерференционной полосы зависит не от всей величины ε диэлектрической проницаемости светоносов лучей интерферометра, а только от её части $\Delta\varepsilon$, обусловленной поляризационным вкладом инерциальных частиц светоносов, и совершенно не зависит от поляризационного вклада неинерциального эфира в ε , равного **1**. Одновременно с этим я обнаружил, что тепловые шумы поляризации оптических сред растут пропорционально полной их диэлектрической проницаемости ($\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$). Это дало мне понимание того, что чувствительность интерферометра Майкельсона с воздушными светоносами ($\Delta\varepsilon = 0.0006$) можно повысить примерно на три порядка, применив жидкие и твёрдые оптические среды с величиной $\Delta\varepsilon \sim 3$. Действительно, сдвиг на таких твёрдых светоносах вырастает по сравнению с воздухом в $3/0.0006$ раз, а термшумы последних по сравнению с воздухом вырастают всего в $\varepsilon = 1 + 3 = 4$ раза.

На рис.3 зависимость амплитуд смещения полосы $A_m(\Delta\varepsilon)$ представлена по оси $(\Delta\varepsilon)$ в логарифмическом масштабе. Это сделано специально для того, чтобы показать новые экспериментальные точки, полученные помимо воздуха на лабораторном вакууме и на других газах. Их невозможно было показать на рисунке в [2], в котором я применил линейную шкалу $\Delta\varepsilon$. Закономерность на рис.3 охватывает практически всю область ($1 < \varepsilon < 3$) известных науке оптопрозрачных сред (от лабораторного вакуума и разных газов, до жидкостей и твёрдых тел), которые были апробированы мной в качестве светоносов лучей в интерферометре Майкельсона. Но главное даже не в этом.

Как будет показано ниже, при переходе от измерений сдвига интерференционной полосы на интерферометре Майкельсона с воздушной атмосферой, к интерферометру, в котором в зоне распространения его ортогональных лучей воздух заменяется другими средами, существует много методических опасностей возникновения систематических погрешностей, способных дать ложную видимость отсутствия сдвига интерференционной полосы. Все они преодолимы. Я не сомневаюсь, что, преодолев все методические трудности либо учётом моих рекомендаций, либо новыми методами, возможно, мне не известными, каждый экспериментатор сможет воспроизвести открытую мной на рис.3 зависимость $A_m(\Delta\varepsilon)$.

Представленные на рис.3 все результаты специально приведены к данным, полученным на интерферометре с воздушными светоносами ($\Delta\varepsilon_{\text{возд.}} = 0,0006$). Это сделано для того, чтобы показать громадный рост чувствительности и разрешающей силы интерферометра, оснащённого све-

тоносителями с многократно большей величиной $\Delta\varepsilon$, чем у воздуха. Кроме того, на рис.3 эти результаты более полно представлены в области проницаемостей оптических сред при $1 < \varepsilon < 1,01$. С одной стороны они однозначно доказывают, что интерферометр Майкельсона в отсутствие вещественных светоносителей лучей (т.е. в вакууме при $\varepsilon=1$, когда $\Delta\varepsilon=0$) не обладает чувствительностью к кинетическому взаимодействию с эфиром. С другой, они полностью опровергают миф об "отрицательности" опытов Майкельсона [1, 2] – уже при светоносах с $\Delta\varepsilon > 0.001$, т.е. при концентрации частиц в светоносе $> 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

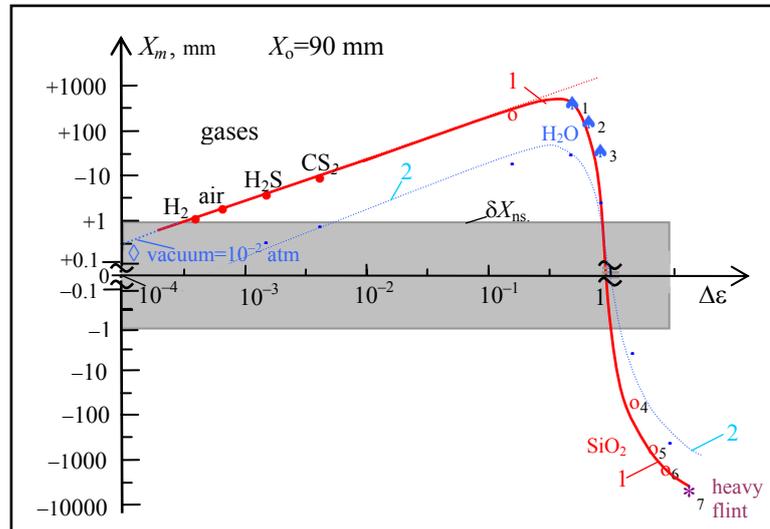


Рис.3. Зависимости $X_m(\Delta\varepsilon)$ амплитуд X_m смещения интерференционных полос на экране кинескопа от вклада $\Delta\varepsilon$ частиц в полную диэлектрическую проницаемость ($\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$) светоносителей ПККИ, полученные на разных светоносителях лучей ПККИ: \diamond – вакуум, 10^{-1} атм.; \bullet – газы; \blacktriangle – вода; \circ – плавяный кварц; \ast_7 – стекло "тяжёлый флинт" (ТФ-5) на синем луче (все экспериментальные значения приведены к $L_{\parallel}=L_{\perp}=6,0$ м и $\lambda=6 \cdot 10^{-7}$ м). Кривой 1 соответствуют $X_{m \max}$, а кривой 2 – $X_{m \min}$ в обозначениях рис.2. Местному времени наблюдения $X_{m \max}$ соответствуют проекции (около 480 км/с) скорости "эфирного ветра" на горизонтальную плоскость прибора, а местному времени наблюдения $X_{m \min}$ – проекции около 140 км/с (на широте г. Обнинска). $X_0=90$ мм – ширина интерференционной полосы на экране кинескопа. δX_{ns} – шумовое дрожание интерференционной полосы на экране кинескопа.

Обнаружение линейного участка зависимости $X_m(\Delta\varepsilon)$ амплитуды X_m сдвига полосы от вклада $\Delta\varepsilon$ частиц исследованных газов (в интервале $0.000006 < \Delta\varepsilon < 0.01$) позволило, путем обратной экстраполяции, сделать сформулированный выше вывод об утрате интерферометром чувствительности к сдвигу интерференционной полосы при $\varepsilon \rightarrow 1$, т.е. $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$. Так, в эксперименте по рис.3 при $L=6$ м в воздухе ($\Delta\varepsilon=0,00006$) в "час пик" максимума наблюдаемой амплитуды сдвига полосы A_m (по рис.2 это $t_{\text{местн.}}=12$ ч.) фиксируется смещение полосы на $X_m \sim 2$ мм. Когда начинается откачка воздуха из зон распространения лучей интерферометра, уже при остаточном давлении воздуха в колбах $\sim 0,1$ атм. (т.е. при $\Delta\varepsilon \sim 0,00006$) сдвиг полосы полностью не наблюдается (кажется, что $X_m \sim 0$), и это при разрешающей силе моего прибора $\delta X_{ns} \sim 0,7$ мм. На рис.3 показано точкой \diamond , что в действительности сдвиг полосы при $\Delta\varepsilon \sim 0,00006$ существует, но он тонет в шумах прибора, уровень которых был $\delta X_{ns} \sim 0,7$ мм. Повернём изменение $\Delta\varepsilon$ в обратном направлении. Поднимем давление воздуха в колбах до 3 атм., величина $\Delta\varepsilon$ возрастёт примерно до 0,0018, а сдвиг полосы возрастёт до 6 мм. Заменяв воздух в колбах сероуглеродом с величиной оптической проницаемости $\varepsilon_{\text{CS}_2}=1,0036$, получаем практически шестикратное увеличение амплитуды смещения полосы: $X_{m \text{CS}_2} \sim 11$ мм (рис.3). Эти данные легли в основу эмпирического уточнения формулы Майкельсона (1) в следующей первоначальной форме [1]: $V \approx c \cdot [A_m \lambda / L \Delta\varepsilon]^{1/2}$.

Выполнив эксперименты на интерферометре со светоносами широкого интервала значений диэлектрических проницаемостей $1,1 < \varepsilon < 3,0$, я обнаружил нарушение линейности при $\Delta\varepsilon > 0.1$. Далее выяснилось, что в целом кривая $A_m(\Delta\varepsilon)$ имеет S-образную форму и меняет знак при

$\Delta\varepsilon = \varepsilon - 1 = n^2 - 1 = 1$. Для интерпретации этой зависимости я построил (в 1971-м году) модель для определения скорости "эфирного ветра" (детали её вывода описаны в [1, 2]):

$$V = c \cdot \{n A_m \lambda / [2L \Delta\varepsilon (1 - \Delta\varepsilon)]\}^{1/2}. \quad (3)$$

Обращением (3) была получена новая формула оценки ожидаемой величины относительной амплитуды A_m гармонического сдвига полосы:

$$A_{m \text{ ож.}} = 2B^2 L \Delta\varepsilon (1 - \Delta\varepsilon) / (\lambda n), \quad (4)$$

которая для газов ($\Delta\varepsilon \ll 1$), действительно, даёт линейную зависимость $A_m(\Delta\varepsilon)$, которая при $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$ стремится сдвиг полосы к нулю [$A_m(\Delta\varepsilon \rightarrow 0) \rightarrow 0$]. Прежняя формула (2) ничего этого не описывала.

Эти формулы объясняют все известные с 1881-го года результаты экспериментов на интерферометрах Майкельсона и все коллизии их неправильного толкования:

1) "Отсутствие" сдвига полосы в экспериментах с интерферометрами в воздухе нормального давления при $L_{\parallel} = L_{\perp} = L < 5$ м [3]. При разрешающей силе интерферометра $\sim 1/40$ от ширины полосы ожидаемый сдвиг по (4) получается много меньше $1/40$, т.е. сдвиг есть, но он не наблюдается, т.к. тонет в шумах (см. рис.1, кривые 1 и 2).

2) Обнаружение сдвига полосы ($A_m \neq 0$) в экспериментах с интерферометрами в воздухе нормального давления при $L_{\parallel} = L_{\perp} = L > 20$ м [4, 5], но неправильная обработка результатов по формуле Майкельсона (1). В этом случае для воздушных светоносов неизменно получаются заниженные (в ~ 40 раз) оценки скорости "эфирного ветра" в интервале значений $5 < V < 10$ км/с. Я установил, что неучёт в (1) диэлектрической проницаемости воздушного светоноса интерферометра Майкельсона, даёт сорокократное занижение скорости "эфирного ветра" по (1) в сравнении с правильной формулой (3). Естественно, что полученные Миллером по (1) оценки скорости "эфирного ветра" $5 < V < 10$ км/с были признаны "шумом прибора". Обработка опытов Миллера (кривой 3 на рис.1) по формуле (3) даёт правильные оценки величины скорости "эфирного ветра": $200 < V < 400$ км/с.

3) Реальность обнаруженных в опытах Майкельсона&Морли [4], Миллера [5] и др. в воздухе нормального давления конечных величин сдвига ($A_m \neq 0$) интерференционной полосы. Все опровержения опытов Миллера (например, [14]) были основаны на непонимании принципа действия интерферометра Майкельсона в той их части, что для интерпретации зафиксированного сдвига A_m полосы обязателен учёт показателя преломления светоносной среды (в том числе вакуумной), т.к. и у вакуумных лабораторных сред $n > 1$. Я доказал путём постепенной откачки воздуха из зон лучей, что при $\varepsilon \rightarrow 1$, $\Delta\varepsilon \rightarrow 0$ и интерферометр постепенно теряет чувствительность ($A_m \rightarrow 0$) к сдвигу интерференционной полосы. Но уменьшение A_m при вакуумировании зон распространения лучей происходит всегда во столько же раз, во сколько раз уменьшается в лабораторном вакууме $\Delta\varepsilon$, т.е. отношение $A_m/\Delta\varepsilon$ остаётся постоянным. Сохранение отношения $A_m/\Delta\varepsilon = \text{const}$ в экспериментах на газах и в лабораторном вакууме очевидно прямо из (4): $A_m/\Delta\varepsilon = 2B^2 L/\lambda = \text{const}$, где $B = V/c \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$ – константа движения Земли в эфире со скоростью V не менее $V \sim 400$ км/с, а L/λ – константа экспериментальной установки.

Публикация моих результатов в [2], полученных на интерферометрах типа Майкельсона со светоносами лучей из жидких и твёрдых сред, вероятно, оживит попытки их повторения, проверки и перепроверки. Формулы (3) и (4) дают необходимую основу для окончательного развенчания мифа "отрицательности" опытов Майкельсона. Однако, накопленный мной опыт проведения измерений амплитуды сдвига интерференционной полосы при установке в прибор светоносов из разных оптопрозрачных сред подсказывает мне, что могут появиться ошибочные "отрицательные" результаты повторения моих измерений. Пока известны только исследовательские группы [7-11], которые сообщают, что измерения на интерферометре Майкельсона со светоносами из плексигласа и плавленого кварца дали "отрицательный" результат (т.е. наблюдаемый сдвиг оказался многократно меньше ожидаемого большого сдвига интерференционной полосы с высоким отношением сигнал/шум). Ниже я рассмотрю несколько потаённых причин, способных привести к неуспеху всех измерений на интерферометрах с жидкими и твёрдотельными светоносителями лучей с прямыми торцами кювет или стержней и с неопти-

мальным (по шумам) выбором точки сведения обратных лучей на плоскости расщепляющей пластинки для интерференции.

4. Две тайны успеха измерений на интерферометре типа Майкельсона со светоносоми из жидких или твёрдых оптопрозрачных сред

Я кратко опишу здесь две вероятные причины, неучёт которых может свести к нулю все результаты ожидаемой высокой чувствительности (по сдвигу интерференционной полосы) интерферометров типа Майкельсона с высокопроницаемыми светоносоми, изготовленными из оптопрозрачных жидкостей или твёрдых сред. Дело в том, что в традиционной схеме интерферометра лучи света распространяются в однородной воздушной среде, не встречая никаких других оптопрозрачных сред с иным показателем преломления. При установке высокопроницаемых сред на пути луча неизбежны паразитные отражения части энергии луча, способные полностью нарушить запланированный процесс базисной интерференции двух основных ортогональных лучей.

Ниже я рассматриваю (на рис.4), как правильно сконструировать оптическую схему интерферометра, чтобы в ней были погашены все возможные очаги возникновения локальных зон паразитно-зашумляющей интерференции при сохранении в нём основной, рабочей интерференции лучей, прошедших среду светоносов *по всей длине плеч* интерферометра.

Первая вероятная причина получения отрицательного результата ("нулевого" сдвига интерференционной полосы), таким образом, связана с вытеснением малоинтенсивной картины от интерференции главных лучей, ослабленных прохождением большой длины светоносной среды интерферометра, более интенсивной и контрастной картиной паразитной интерференции, возникающей возвратным отражением энергии луча на коротких участках скачков показателя преломления на торцах стержней (кювет), оставленных перпендикулярными к лучам интерферометра.

На рис.4 представлены 2 пары указанных конкурирующих зон интерферометра. Первая зона формирует **основную** интерференционную картину лучами $S_{n\parallel}$ и $S_{n\perp}$, ослабленными двойным пробегом через всю среду светоносных стержней (кювет), имеющих значительное (в сравнении с воздухом) затухание света. Вторая зона формирует паразитную интерференционную картину ничем не ослабленных лучей $S_{r\parallel}$ и $S_{r\perp}$, отражённых от торцов стержней (кювет) на коротких (~ 1 см) воздушных участках ΔL_{\parallel} и ΔL_{\perp} между пластиной P и торцами светоносов. Максимальная опасность превосходства паразитной картины над основной возникает при неправильно сконструированной оптической схеме перпендикулярного вхождения лучей в торец светоноса.

Отношения интенсивностей полезных лучей $S_{n\perp}$ и $S_{n\parallel}$ к интенсивностям паразитно-отражённых $S_{r\perp}$ и $S_{r\parallel}$ (см. рис.4_а), как правило, даже у высокопрозрачных сред оказываются $S_{n\perp}/S_{r\perp} < 1$ и $S_{n\parallel}/S_{r\parallel} < 1$, а у сред с затуханием $\sim 0,3 \div 1$ дБ/см и выше уже при $L \sim 20 \div 30$ см вообще имеет место $S_{n\perp}/S_{r\perp} < 0.1$ и $S_{n\parallel}/S_{r\parallel} < 0.1$. Эта ситуация почти аналогична той, что была 100 лет тому назад, когда результаты измерений сдвига интерференционной полосы были скрыты шумами низкочувствительного интерферометра с "короткими" воздушными светоносоми ($L_{\parallel} = L_{\perp} = 1.2$ м, как показано на рис.1 кривой 1). Из рис.4_а нетрудно понять, что зона интенсивной паразитной интерференции эквивалентна интерферометру Майкельсона с суперкороткими ($\sim 1 \div 5$ см) воздушными светоносоми. В случае перехода лучей из воздуха в светоносы с высокой оптической плотностью, как показано на рис.4_а, интерференционная картина будет формироваться короткими участками воздушного плеча интерферометра $\Delta L_{\perp} = \Delta L_{\parallel}$ длиной $\sim 1 - 5$ см.

Если Майкельсон в 1881-ом году при длине воздушных светоносных плеч $L_{\parallel} = L_{\perp} = 1,2$ м своего интерферометра наблюдал "нулевой" сдвиг в шумах, как показано на рис.1 кривой 1, то нетрудно понять, что сдвиг интенсивной паразитной интерференционной полосы при длине плеч $\Delta L_{\parallel} = \Delta L_{\perp} = 1 \div 5$ см будет ещё в 100 раз меньше. Иначе говоря, интенсивная паразитная интерференционная полоса будет мёртво стоять на месте при любых разворотах интерферометра, закрывая собой гораздо более слабую основную интерференционную полосу от лучей $S_{n\perp}$ и $S_{n\parallel}$ (я это наблюдал в своём эксперименте и поэтому нашёл способ, как от этого избавиться). В схеме со

светоносими из высокоплотных оптических сред имеется много участков возникновения паразитной интерференции, которая может привести к методической ошибке получения "отрицательного" результата, например, как показано на рис.4а.

В разделе 1 этой работы я раскрыл секреты "отрицательности" экспериментов типа Майкельсона [1, 2]. В этой публикации я информирую научное сообщество о методических артефактах в интерферометрах с плотными оптическими средами, могущих похоронить как "отрицательные" все попытки повторения моих измерений со светоносителями из высокопроницаемых сред. Описываемые здесь эффекты я наблюдал во всех случаях, когда носителями света были кюветы (для газов и жидкостей) или стержни с прямыми торцами относительно перпендикулярно входящих в них лучей.

При установке на пути базовых лучей света в интерферометре Майкельсона стержней или кювет из материалов, имеющих показатель преломления $n_c > n_{\text{возд.}}$, от прямых торцов стержней (от границ раздела сред "воздух-материал стержня") свет будет отражаться. Коэффициент отражения интенсивности света при нормальном падении луча на границу раздела сред определяется выражением:

$$R = \left(\frac{n_{12} - 1}{n_{12} + 1} \right)^2, \quad (5)$$

где $n_{12} = n_c / n_{\text{возд.}}$ – относительный показатель преломления света на границе "воздух-материал стержня". Для плексигласа при $n_{12} = 1.49$ получается $R = 0.04$, а для плавленого кварца при $n_{12} = 1.83$ получается $R = 0.08$. Таким образом, для стержней с показателем преломления n_i , лежащим в интервале значений $1.5 < n_i < 2$, часть (от 4% до 10%) энергии ортогональных лучей отражается обратно в воздушные зазоры длиной $\Delta L_{\perp} = \Delta L_{\parallel} \sim 1 \div 5$ см к разделяющей пластинке P (см.рис.4а). Эти паразитные отражения образуют паразитный короткоплечный интерферометр Майкельсона с очень контрастной интерференционной картиной, которая благодаря малому рассеянию отражённых лучей на коротких воздушных зазорах $\Delta L_{\perp} = \Delta L_{\parallel} \sim 1 \div 5$ см могут обеспечивать разрешение относительного сдвига полос $A_m = X_m / X_o \sim 10^{-3} \div 10^{-5}$ [7-9].

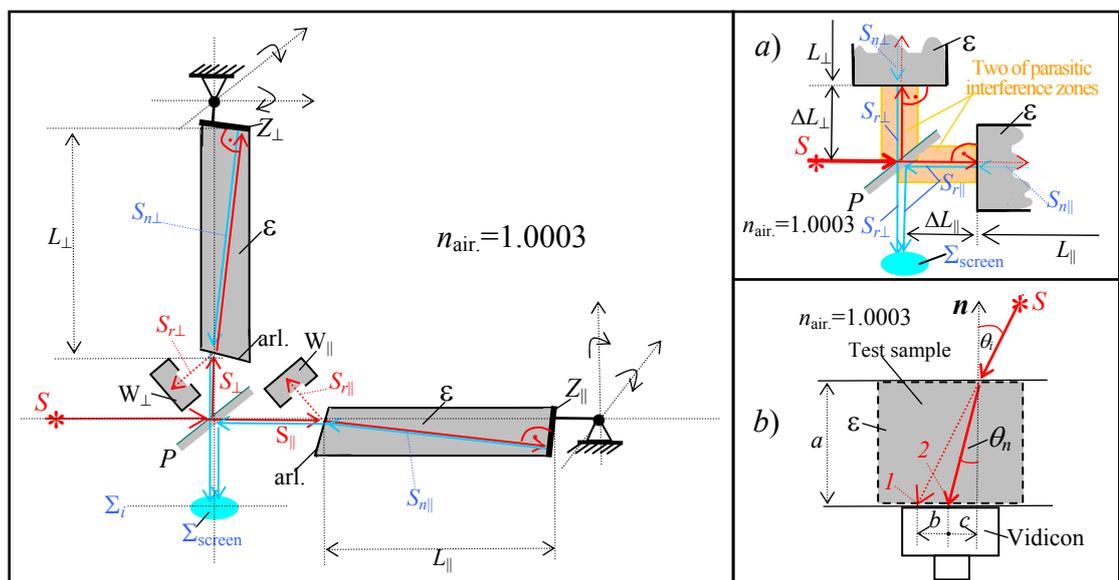


Рис.4. Оптическая схема формирования лучей интерферометра типа Майкельсона с светоносителями из оптопрозрачных сред, требующих кюветного (в случае замены воздуха вакуумом, другими газами или жидкостями) или стержнеобразного оформления, устраняющего (с помощью W – ловушек отражённых лучей; Z – зеркала; и arl – просветляющих слоёв) паразитные интерференционные помехи, мешающие наблюдению базовой интерференции лучей.

а) зона локализации паразитной интерференции при неправильном (нормальном к лучам) расположении торцевого конца светоносной кюветы или стержня неправильной конструкции;

б) схема измерения показателя преломления n или оптической проницаемости $\epsilon = n^2$ величиной углов падения θ ; и преломления θ_n , при помощи проекции на экран видикона (*Vid.*) луча света, используемого в интерферометре.

В материал стержней, согласно закону сохранения энергии падающего (I), отражённого (R) и преломлённого (T) лучей на границе раздела сред ($I=R+T$), проходит, казалось бы, большая часть энергии луча:

$$T = I - R,$$

т.е. для сделанных выше оценок от 90% до 96%. Однако, при распространении прошедшего в стержень луча даже в случае таких "высокопрозрачных" материалов, как плексиглас, плавленый кварц, стекла и т.п., в видимой части спектра интенсивность света ослабляется до 1% ÷ 50% на каждый 1 см погонной длины стержня.

В моей практике экспериментов со стержнями длиной 5÷100 см из указанных выше материалов имело место ослабление интенсивности света (после прохождения в стержне туда и обратно) от 10 до 1000 раз. Это означало, что от относительной интенсивности (0.9÷0.96) прошедшего в стержень луча после распространения туда и обратно к расщепляющей пластинке возвращалась энергия от 0.1% до 10% исходной интенсивности света. Таким образом, отношение $\eta=S_n/S_r$ интенсивности полезного сигнала S_n (прошедшего в стержень и вернувшегося обратно) к интенсивности паразитного сигнала S_r (сразу отражённого от прямого торца стержня и возвращённого к расщепляющей пластинке) в "лучшем" случае близко к $\eta=1$, а в худшем – равно $\eta=0.1$. Иными словами, если паразитные отражения от торцов не убирать, то они забивают полезный сигнал интерференционной картины от лучей, прошедших через стержни туда и обратно.

На практике, тем не менее, обычно видны обе интерференционные картины: одна более интенсивная (если отражения от торцов не устранены), очень контрастная и "абсолютно" неподвижная, вторая менее интенсивная, размытая и сильно подвижная при развороте интерферометра на 90^0 .

Так как разрешающая способность установки Шамира и Фокса [7] была значительно выше ($\sim 10^{-4}$), чем у меня ($0.5 \cdot 10^{-2}$), то они обнаружили смещение $1/3000$, а я на своей установке такого смещения обнаружить не мог. Поэтому я полагаю, что обнаруженное Шамиром и Фоксом столь малое смещение относится не ко всей длине плеч интерферометра, включающей в себя стержень из плексигласа, а к малой её части $\Delta L_{\parallel}=\Delta L_{\perp} \approx 1-5$ см, ограниченной воздушным зазором между отражающим торцом стержня и расщепляющей пластинкой (см. рис.4а). Более низкое разрешение моей системы сыграло в данном случае для меня положительную роль: не обнаружив смещения наблюдаемой контрастной картины, но, будучи уверенным по предыдущим экспериментам на газах и жидкостях, что она должна быть значительной, я стал искать причину. И нашёл её. Во-первых, "паразитность" контрастной картины элементарно обнаруживается тем, что она не формируется лучами $S_{n\perp}$ и $S_{n\parallel}$, прошедшими через плексигласовые стержни: угловая вариация положения зеркала за стержнем или даже прерывание луча, идущего к зеркалу, не влияют на эту интерференционную картину. Во-вторых, типовая установка стержня приводит к тому, что искомая интерференционная картина оказывается подавленной более контрастными паразитными отражениями. Устранить отражательные рефлексы от торцов можно, например, небольшим угловым поворотом стержня (на угол $\sim 10-15$ градусов). В этом случае отраженная часть лучей отводится в сторону от интерференционного экрана (см. рис.4). Это происходит из-за того, что падение лучей на торец становится неортогональным. В результате контрастная интерференционная картина исчезает и на первый план выступает размытая интерференционная картина, формируемая стержнями. Именно она оказалась сильно чувствительной к повороту интерферометра в горизонтальной плоскости. Обработка по формуле (3) полученных таким образом больших относительных смещений A_m с подстановкой значений диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon$ плексигласа дала скорость эфирного ветра, которая изменялась в течение суток в диапазоне 140-480 км/сек для широты г.Обнинска, как показано на рис.2.

На рис.4 представлено одно из схемных решений исключения зон паразитной интерференции, позволяющее выделить основной интерференционный мотив от лучей $S_{n\perp}$ и $S_{n\parallel}$ путём подавления паразитных лучей $S_{r\perp}$ и $S_{r\parallel}$ двумя радикальными способами:

- наклонным падением первичных парциальных лучей S_{\perp} и S_{\parallel} интерферометра на соответствующим образом скошенные торцы высокопроницаемого светоносного элемента с отводом отражённых лучей $S_{r\perp}$ и $S_{r\parallel}$ в поглощающие ловушки W_{\perp} и W_{\parallel} (см. рис.4);

- просветлением скошенных торцов светоноса специальными четвертьволновыми просветляющими слоями (П), рассчитанными для данной длины волны света в лучах под избранный угол скоса торцов и известный показатель преломления среды стержней (кювет).

Таким путём мне удавалось поднять отношение "сигнал/шум" $S_{n\perp}/S_{r\perp}$ и $S_{n\parallel}/S_{r\parallel}$ в несколько сот раз, добиваясь выполнения измерений на жидких и твёрдых высокопрозрачных материалах длиной до ~ 1 м. Правда, чувствительность интерферометра Майкельсона с высокопроницаемыми оптическими светоносными средами в интервале значений проницаемости $1,2 < \varepsilon < 3$ (исключая область $\varepsilon=2$) настолько высока, что длину светоносных кювет с жидкостями и столбов твёрдых оптопрозрачных сред можно ограничивать величинами $5 \leq L \leq 30$ см и иметь при этом отношение "сигнал/шум" не ниже 10 (если качественно устранить все описанные выше "торцевые артефакты паразитной интерференции") при величинах сдвига интерференционной полосы порядка ширины самой полосы. Не заметить такие сдвиги просто невозможно.

Вторая причина отрицательного результата, который может дать эффект нулевого смещения интерференционной полосы, и она должна быть принята во внимание, касается открытого мной [1, 2] явления полной потери чувствительности интерферометра к "эфирному ветру" при величинах оптических проницаемостей носителей света, примерно равных 2 (т.е. $\Delta\varepsilon = \varepsilon - 1 = 1$, см. рис.3). Я проверил эффект потери чувствительности интерферометра типа Майкельсона с носителями света, имеющими значение оптической проницаемости около 2 на следующих средах: вода на синем луче, $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-7}$ м, оргстекло, полистирол, трансформаторное и конденсаторное масла, полиэтилен на луче с $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-7}$ м. Во всех этих случаях возможные значения диэлектрической проницаемости перечисленных сред находится в диапазоне от $1,95 < \varepsilon < 2,05$, в котором классическая линейная теория ожиданий высокой чувствительности интерферометра к "эфирному ветру" не оправдывается. В этом интервале, по моим экспериментальным данным (см. рис.3) и их теоретической интерпретации по формуле (4), смещение интерференционной полосы, по принципу действия интерферометра Майкельсона, работающего на эффектах 2-го порядка $(V/c)^2$, когда $\varepsilon=2$, проходит через нуль, меняет знак сдвига и, конечно, в окрестности $\varepsilon=2$ потонет в шумах прибора.

Дело в том, что уже предложена модель ошибочной интерпретации ожидаемых результатов на интерферометре Майкельсона с носителями света, имеющими $n > 1$, которая основана на классической схеме суммирования скорости света в среде, $c_n = c/n$ и скорости V самой среды в виде: $c_n = c/n \pm V$ [7] и [9]. Этот схема не удовлетворяет принципу Лоренц-инвариантности. Однако, на её основании была выведена формула для оценки амплитуды X_m наблюдаемого сдвига интерференционной полосы, которая даёт пропорциональное увеличение $X_m \sim \Delta\varepsilon$. Для $\Delta\varepsilon=1$ эта модель предсказывает огромный сдвиг интерференционной полосы (в сотни раз больше, чем в интерферометре с воздушным носителем света), который, в действительности, отсутствует, поскольку в экспериментах с материалом, имеющим $\varepsilon=2$, смещение полосы отсутствует, т.е. $X_m(\Delta\varepsilon=1)=0$ (см. рис.3). Предложенная мной теория [2], основанная на материальных уравнениях Максвелла и формуле Френеля с релятивистскими поправками, передаёт эту экспериментальную закономерность, обнаруживая не линейное, а S-образно параболическое изменение амплитуды смещения полос в форме $X_m \sim \Delta\varepsilon \cdot (1 - \Delta\varepsilon)$, проходящее через ноль $X_m(\Delta\varepsilon=1)=0$ при $\Delta\varepsilon=1$. При попытке воспроизвести эти мои измерения тоже надо проявлять экспериментальную внимательность (и аккуратность). В работах [7] и [9] весьма вольно утверждается, что показатель преломления плексигласа $n=1.49$, а его оптическая проницаемость $\varepsilon=2.22$. Шамир и Фокс не ука-

зали частот измерения, давших $n=1.49$, и не привязали эти частоты к частотам лучей своей установки. За прошедшие ~40 лет с момента публикации работы [7] практически во всех её упоминаниях цитирующие авторы некритично повторяют эти значения ($n=1.49$, $\varepsilon=2.22$), как некие константы.

На самом деле всё обстоит иначе. Используя в своих экспериментах на интерферометре Майкельсона в качестве светоносителей жидкости и твёрдые оптические среды, я, будучи специалистом по диэлектрической спектрометрии, всегда подчёркивал [1], что необходимо учитывать диэлектрическую частотную дисперсию проницаемости $\varepsilon(\nu)$ применяемых сред. В частности, измеренная мной (методом, показанным на рис.4б) частотная зависимость $\varepsilon(\nu)$ для плексигласа представлена на рис.5. Из кривой 1 рис.5 очевидно, что значения $n=1.49$, $\varepsilon=n^2=2.22$ наблюдаются где-то в зелёной области спектра света, а на других участках светового спектра величины n и ε имеют совершенно другие значения. В частности, в области искусственного белого света (с тёплым, оранжевым отсветом), получаемого от ламп накаливания, для плексигласа как раз имеют место значения $n\sim 1.4$, $\varepsilon\sim 2$, а в красной и инфракрасной областях спектра – ещё меньше. Так что, полученные в [7, 9] почти нулевые сдвиги полосы на светоносителях из плексигласа без указания частот измерения значений $n=1.49$, $\varepsilon=n^2=2.22$ и без гарантии, что используемое в интерферометре Шамира и Фокса излучение имело ту же самую частоту, нельзя рассматривать доказательством отрицательности опытов Майкельсона на твёрдотельных светоносителях. Скорее всего, эти опыты подтверждают выявленную мной закономерность $X_m\sim\Delta\varepsilon\cdot(1-\Delta\varepsilon)$, согласно которой сдвиг $X_m(\Delta\varepsilon=1)=0$ полосы проходит через ноль при $n\sim 1.41$, $\varepsilon\sim 2$, т.е. при $\Delta\varepsilon=1$.

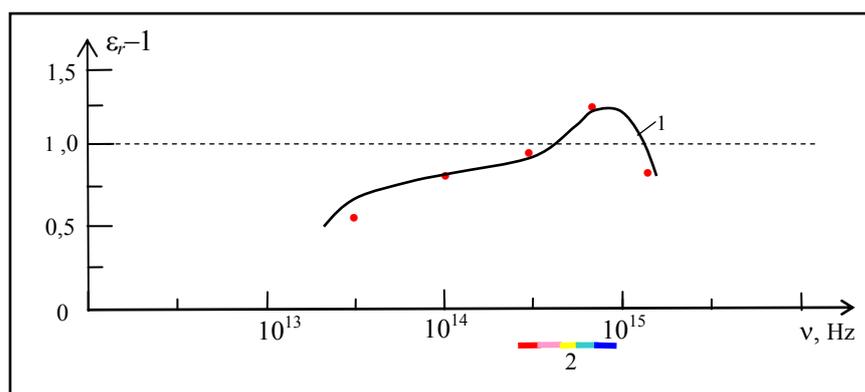


Рис.5. Частотная зависимость $\Delta\varepsilon(\nu) = \varepsilon(\nu) - 1$ вклада $\Delta\varepsilon$ частиц в диэлектрическую проницаемость ($\varepsilon=1+\Delta\varepsilon$) плексигласа (кривая 1), измеренные мной от инфракрасного до ультрафиолетового диапазонов длин волн. Полосой 2 показан интервал видимой части спектра наблюдений. Сплошные кружочки (•) – данные моих измерений по методу, представленному на рис.4б.

Мне остается лишь обратить внимание экспериментаторов еще на одну простую схему (она показана на рис.4б) экспрессного тестирования оптических прозрачных материалов, для выяснения их пригодности в качестве носителей света в интерферометре Майкельсона. Он основан на использовании наклонного падения (под углом θ_i) лазерного пучка разных длин волн на горизонтальную плоскость экрана видикона для фиксации на ней точки 1 прямого падения (первоначальный тест). После установки на пути луча контейнера (с параллельными гранями) с тем или иным газом или жидкостью, или после установки твердотельных опто-прозрачных образцов (с параллельными гранями), как показано в рис.4б, по сдвигу (b) луча в точку 2 (конечный тест) определяется угол преломления θ_n (следовательно, находится показатель преломления n или оптическая проницаемость $\varepsilon=n^2$ на частоте тестирующего луча лазера, показанного на рис.4б). Отношения яркости пятна после установки испытуемого материала к яркости пятна перед установкой вычисляется оптическое ослабление (затухание) на единицу длины пучка в среде. Ошибки от стенок контейнера с жидкими средами (он показан на рис.4б пунктиром) исправляются тривиальными методами лучевой оптики. Эти ошибки, конечно, надо снижать до требуемого уровня путём уменьшения толщины стенок контейнера.

5. Второй способ определения скорости "эфирного ветра" по уменьшению (на 12%) зимнего сдвига интерференционной полосы относительно летнего

Первый способ определения горизонтальной проекции пика скорости (обозначим её V') "эфирного ветра" по пиковой величине относительной амплитуды $A_{m \max}$ сдвига интерференционной полосы (когда величина $A_{m \max}$ измерена в ходе суточного наблюдения с помощью интерферометра, как показано на рис.2) сводится к расчёту $V'=V$ подстановкой $A_{m \max}$ в формулу (3).

Второй метод стал возможен после того, как мной были надёжно измерены временные зависимости $A_m(t_{\text{local}})$ амплитуды сдвига полосы A_m от местного времени (t_{local}) в полном 24-часовом цикле дня и ночи (см. рис.2). Из зависимостей $A_m(t_{\text{local}})$ на рис.2 стало возможно наблюдать за пиковым значением $A_{m \max}$ в течение всех сезонов года. На широте г.Обнинска сдвиг пика зависимости $A_m(t_{\text{local}})$ оказался равным двум часам в месяц (в масштабе местного времени). Я установил, что за шесть месяцев (от 22-го декабря до 22-го июня) пик суточных зависимостей $A_m(t_{\text{local}})$ смещается на 12 часов и сопровождается достижением максимального отношения $A_{m \max \max}(22.06)/A_{m \max}(22.12)=1,12\pm 0,01$ (см. рис.2), т.е. его ростом на 12%.

Из независимых астрономических наблюдений за проекцией суммы линейной скорости движения Земли по орбите вокруг Солнца и линейной скорости движения вокруг центра Галактики следует, что летом (22 июня) эта сумма равна ~ 235 км/с, а зимой (22 декабря) ~ 205 км/с [6]. Таким образом, если сезонное увеличение (с декабря до июня следующего года) максимального сдвига полосы в горизонтальной плоскости прибора на ($\sim 12\%$) вызвано изменениями проекции линейной скорости Земли вокруг Солнца на линейную скорость Земли вокруг центра Галактики, равными $\Delta V \sim 30$ км/с, значит, полная горизонтальная проекция суточного пика летней скорости (обозначим её V'') "эфирного ветра" Земли относительно эфира может быть определена из отношения летнего (V'') и зимнего ($V''-\Delta V$) кинетических состояний интерферометра по формуле (3):

$$V''/(V''-\Delta V) = [A_{m \max \max} / A_{m \max}]^{1/2} = \sqrt{\xi} . \quad (6)$$

Из (5) пиковая летняя скорость Земли относительно эфира будет равна: $V''=\Delta V/(\sqrt{\xi}-1)=30/(0,06)\sim 500$ км/с. Очевидно, что эта косвенная оценка V'' вторым способом по максимальному сдвигу интерференционной полосы при 24-часовом цикле наблюдения зависимости $A_m(t_{\text{local}})$ в зонах летнего ($A_{m \max \max}$) и зимнего ($A_{m \max}$) суточных пиков (рис.2), *удовлетворительно* совпадает ($V''\approx V'$) с результатами прямых измерений пиковой скорости "эфирного ветра" ($V'=480$ км/с) первым методом в суточном цикле ($140\div 480$ км/с [1, 2]).

6. Экспериментальная защита искомой интерференционной картины от засветки пятном, возбуждаемым первичным лучом на полупрозрачной расщепляющей пластинке

В п.4 были описаны два обнаруженных мной эффекта ненаблюдаемости сдвига интерференционной полосы в интерферометрах типа Майкельсона. Методический эффект связан с паразитными отражениями лучей от границ раздела светонесущих сред с показателем $n > n_{\text{air}}$, устанавливаемых в ортогональных плечах интерферометра. Физический – связан с открытым мной явлением полной утраты чувствительности интерферометра к смещению интерференционной полосы при его повороте в горизонтальной плоскости, когда показатель преломления n светонесущих сред обоих лучей становится $n=\sqrt{2}$ (см. рис.2). Ниже я рассмотрю ещё один методический эффект, связанный с паразитным рассеянием света первичного луча источника S в точке Q бифуркации на полупрозрачной расщепляющей пластинке (см. рис.6).

На рис.6 приведена одна из скрытых причин образования паразитной интерференции в интерферометре Майкельсона. Показанная на этом рисунке оптическая схема поясняет существование не только раздвоения основного луча источника S расщепляющей пластинкой, но и образование третьего потока рассеяния от пятна Q . Третий паразитно-рассеянный поток света S'_0 рассеивается из зоны Q падения первичного луча источника

света S в сторону интерференционного экрана Σ , (т.е. в противоположную сторону от луча S_{\perp}), проникая через полупрозрачный слой расщепляющей пластинки P . Рассеиваемая ($\sim 0.1\%$) в сторону экрана Σ , интенсивность светового потока S'_{σ} кажется относительно незначительной ($< S'_{1000}$) в условиях, когда 0.999 всей интенсивности источника идёт на образование двух ортогональных рабочих лучей. Однако, интенсивность света в возвращаемых рабочих лучах S'_{\parallel} и S'_{\perp} очень сильно ослабляется (от 500 до 10000 раз, в зависимости от длины плеч интерферометра и потерь в оптической среде светоносов). Если влияние паразитно-рассеянного излучения не подавить (как, например, показано на рис.6б), то на интерференционный экран поступают три когерентных световых потока сравнимой интенсивности (как показано на рис.6а), которые интерферируют между собой. Из трёх пар интерференционных картин: $S'_{\parallel} \leftrightarrow S'_{\perp}$, $S'_{\parallel} \leftrightarrow S'_{\sigma}$ и $S'_{\perp} \leftrightarrow S'_{\sigma}$, только первая является объективной характеристикой искомой величины скорости "эфирного ветра", а две другие вносят тот или иной вклад в систематические ошибки опыта. Если же в плечах интерферометра устанавливаются стержни или кюветы с высокопроницаемыми средами, то указанным трём прибавляются ещё 7! В итоге, разрешающая сила по сдвигу полосы резко снижается – вплоть до полной утраты наблюдаемости искомого сдвига полосы $S'_{\parallel} \leftrightarrow S'_{\perp}$, возникающего при вращении интерферометра в горизонтальной плоскости.

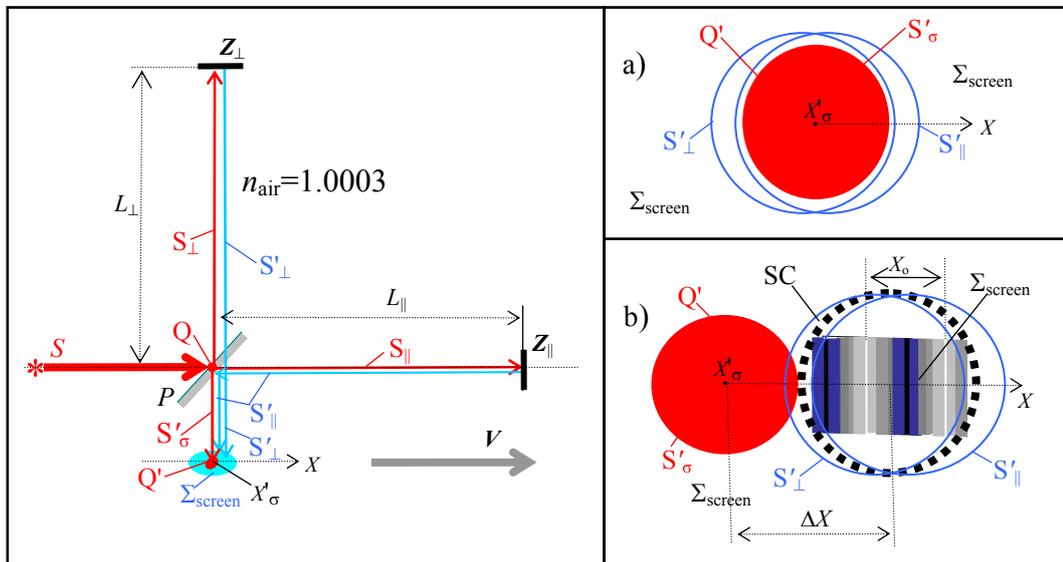


Рис.6. Оптическая схема расщепления луча источника S на полупрозрачной пластинке P в интерферометре Майкельсона на два рабочих ортогональных луча S_{\parallel} и S_{\perp} , распространяющихся к зеркалам Z_{\parallel} и Z_{\perp} , и один паразитно-рассеянный луч S'_{σ} , направленный к интерференционному экрану Σ_{σ} , на котором после возвращения интерферируют первые два луча. На вставках:

а) показана точка бифуркации Q и два приблизительно сведённых в ней возвращённых луча S'_{\parallel} и S'_{\perp} для объяснения случая "тройной интерференции" на плоскости интерференционного экрана Σ_{screen} лучей S'_{\parallel} и S'_{\perp} с третьим полем паразитного рассеяния S'_{σ} первичного луча S источника в сторону интерференционного экрана (здесь разрешающая сила по сдвигу полосы снижается до $1/10$ от ширины полосы X_0);

б) показана точка бифуркации Q и сдвинутая интерференционная полоса X_0 на экране Σ_{σ} . Искомое смещение (вынесение) зоны интерференции рабочих лучей S'_{\parallel} и S'_{\perp} на плоскости интерференционного экрана из зоны S'_{σ} максимальной светимости паразитного рассеяния луча S увеличивает разрешающую силу по сдвигу полосы до $1/50$ от её ширины X_0 ; применение экранирующего цилиндра (ЭЦ) позволяет её повысить до $1/200$.

Выбор области интерференции двух основных ортогональных лучей $S'_{\parallel} \leftrightarrow S'_{\perp}$ в стороне от сильно светящейся точки Q первичного расщепления луча источника (как показано на рис.6б и рис.7) позволил мне снизить помехи от описанной выше паразитной интерференции и повысить разрешающую способность сдвига полосы до $1/50$. На рис. 7 показано, как неблагоприятные отношения $S'_{\parallel}/S'_{\text{ns}} < 1$ и $S'_{\perp}/S'_{\text{ns}} < 1$ при возврате лучей S'_{\parallel} и S'_{\perp} через светящуюся точку Q становятся благоприятными для наблюдения при радиальном их сдвиге из точки Q . Детали оптимизации эксперимента снижением именно этих световых шумов прибора до сих пор никем не описаны, поэтому они рассмотрены здесь на

рис.7 так подробно. Следует заметить, что Майкельсон и Морли при $L_{\parallel}=L_{\perp}=11$ м получали разрешение по сдвигу полосы $\sim 1/40$ [4], а Миллер при $L_{\parallel}=L_{\perp}=32$ м достигал $\sim 1/25$ [5], которого мне не удавалось достигнуть (без сдвига сведённых лучей на $\Delta X \sim 5$ мм от светящейся точки бифуркации Q' , см. рис.6) даже на более коротких лучах $L_{\parallel}=L_{\perp}=7$ м в воздухе. Поэтому можно предположить, что авторы [4, 5] использовали (пусть даже случайно-эмпирически) технику смещения зоны интерференции двух основных лучей S'_{\parallel} и S'_{\perp} в сторону от светящейся зоны Q на пластинке P , как показано на рис.6_б и рис.7.

Если это так и было, то я достиг ещё более радикального повышения разрешающей силы классического интерферометра типа Майкельсона путём одновременного смещения интерференционной картины (от лучей $S'_{\perp} \leftrightarrow S'_{\parallel}$) из зоны Q светящегося пятна на пластинке P и установки экранирующего цилиндра (CS) из графита. Этот цилиндр избирательно пропускал в полость этого цилиндра пару полезных лучей S'_{\parallel} и S'_{\perp} , очищая их от паразитных рефлексов. Внутренний диаметр цилиндра выбирался несколько большим диаметра лучей S'_{\parallel} и S'_{\perp} (см. рис.6_б). Я использовал экранирующий цилиндр из графита высотой 2 см при внутреннем диаметре 3 мм, который устанавливал на интерференционный экран со сдвигом аксиальной оси цилиндра от точки световой бифуркации Q на $3 \div 7$ мм. Таким путём остаточный паразитный шум S'_{ns} уменьшался ещё в несколько раз по сравнению с кривой 1 на рис.7. В результате разрешающую силу интерферометра с длиной лучей в воздухе $L_{\parallel}=L_{\perp}=7$ м мне удавалось увеличить до $1/200$ от ширины полосы. Со светоносами из плавленного кварца и водяных колб при описанных выше мерах борьбы с паразитными отражениями лучей от торцов стержней (скошенных на $\sim 15^{\circ}$) даже при длине стержней $L_{\parallel}=L_{\perp}=60$ см мне удавалось достичь разрешающей силы интерферометра $\sim 1/100$ от ширины полосы (как описано в [1, 2]).

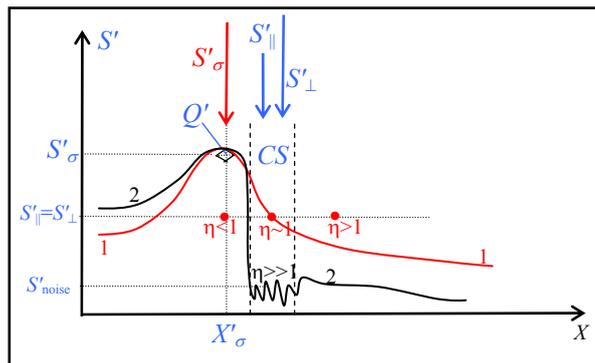


Рис.7. Радиальная зависимость $S'_{\sigma}(X)$ интенсивности рассеянного света от бифуркационного пятна площадью Q' на полупрозрачном слое пластинки P :

1 – без цилиндрического экрана (CS), когда при прохождении S'_{\parallel} и S'_{\perp} через центр пятна Q' плохие отношения "сигнал, шум" ($\eta=S'_{\parallel}/S'_{\sigma}<1$ и $\eta=S'_{\perp}/S'_{\sigma}<1$) повышены до уровней $\eta \sim 1$ и $\eta > 1$ простым сдвигом интерферирующих лучей $S'_{\perp} \leftrightarrow S'_{\parallel}$ из центра пятна Q' ;

2 – со сдвинутым из центра пятна Q' цилиндрическим экраном (CS) с диаметром внутренней полости цилиндра 3 мм и высотой 2 см, установленного на поверхности интерференционного экрана Σ_{screen} , когда отношения "сигнал, шум" становятся $\eta=S'_{\parallel}/S'_{ns} \gg 1$ и $\eta=S'_{\perp}/S'_{ns} \gg 1$.

Несколько слов о настройке оптической системы получения минимального зашумления основной интерференционной полосы паразитными интерференционными рефлексами, исходящими из точки Q световой бифуркации луча источника. Методика включает три основных регулировки:

1) устраняется луч S'_{\parallel} установкой на пути луча S_{\parallel} (прямо перед зеркалом Z_{\parallel}) поглощающей свет пластинки, и на интерференционном экране Σ_{σ} достигается картина равномерной освещённости от луча S'_{\perp} , отражённого от зеркала Z_{\perp} . Для этого малым поворотом зеркала Z_{\perp} выбирается такое смещение луча S'_{\perp} от точки Q световой бифуркации луча источника, при котором полностью исчезают следы паразитной интерференционной картины лучей $S'_{\perp} \leftrightarrow S'_{\sigma}$;

2) устраняется луч S'_{\perp} установкой на пути луча S_{\perp} (прямо перед зеркалом Z_{\perp}) поглощающей свет пластинки, и на интерференционном экране Σ_{σ} достигается картина равномерной освещённости от луча S'_{\parallel} , отражённого от зеркала Z_{\parallel} . При этом уточняется смещение луча

S'_{\parallel} от точки Q световой бифуркации луча источника, при котором полностью исчезают следы паразитной интерференционной картины $S'_{\parallel} \leftrightarrow S'_{\sigma}$, в этом канале; п.п.1 и 2 итерационно повторяют до полного устранения паразитной интерференции;

3) устраняются лучи S'_{\perp} и S'_{\parallel} установкой на их пути поглощающих свет пластинок (как в п.п.1 и 2); на интерференционном экране Σ , должна наблюдаться "нулевая" освещённость $S_{\text{ш}}$, обусловленная остаточными световыми шумами установки. Отношение "сигнал/шум" ($S'_{\parallel}/S_{\text{ш}} \sim S'_{\perp}/S_{\text{ш}}$) в этих регулировочных опытах мне удавалось достигать $10 \div 100$ на кюветах с водой, плексигласе и плавленом кварце.

После указанной выше регулировки оптической системы открываем прохождение обоих лучей к зеркалам Z_{\perp} и Z_{\parallel} . В итоге получаем картину искомой интерференционной полосы от двух основных лучей S'_{\parallel} и S'_{\perp} . Именно эта картина сдвигается при повороте интерферометра в горизонтальной плоскости так, как показано на рис.2 и 3 и описано в работах [1, 2]. Остальные же паразитные интерференционные картины, устранённые описанным способом, при повороте интерферометра остаются практически неподвижными.

Приведу оценку масштабов сдвига полосы в интерферометре со стержнями из стекла или плавленого кварца. При длине стержней $L_{\perp}=L_{\parallel} \sim 10$ см летом 20-го июня в полдень или зимой 20-го декабря в полночь на широте г. Обнинска ($\sim 56^{\circ}$ СШ) максимальный сдвиг полосы достигает одной ширины полосы (см. рис.2). Такой сдвиг не заметить невозможно!

7. Коллизии интерпретации процессов в интерферометре Майкельсона

В данном параграфе мы покажем, что интерпретация ожидаемых результатов в экспериментах Майкельсона не могла быть успешной в 19-ом веке из первых принципов классической (галилеевской) теории относительности. С самого начала эти опыты требовали знания неклассической релятивистской Лоренц-инвариантности скорости света не только в вакууме, но и в абсолютно движущихся оптических средах с показателем $n > 1$.

7.1. Период (1880-1960) незнания определяющей роли среды с $n > 1$ при интерпретации опытов Майкельсона. В 1881 году Майкельсон исходил из геометро-оптической модели эксперимента, идею которого дал Максвелл. Майкельсон считал ещё до опыта, что разность времён распространения света в ортогональных плечах прибора в вакууме должна быть конечной (ненулевой). Строя расчёты для скорости c/n света в вакуумной среде ($n=1$), он определял время распространения света в плече L_{\parallel} , параллельном \mathbf{V} , для случая $V_{\parallel}=|\mathbf{V}|$ в вакууме при $c/n = c/1 = c$:

$$t_{\parallel} = \frac{L_{\parallel}}{c+V} + \frac{L_{\parallel}}{c-V} = \frac{2L}{c} \frac{1}{1-V^2/c^2} . \quad (7)$$

Аналогично, в плече L_{\perp} , перпендикулярном \mathbf{V} , в котором при $V_{\parallel}=|\mathbf{V}|$ проекция $V_{\perp}=0$, для определения времени распространения света он использовал ту же логику, что в (6):

$$t_{\perp} = \frac{2L_{\perp}}{c} . \quad (8)$$

В результате он получил следующую *конечную* разность времён для $n=1$ и $L_{\parallel}=L_{\perp}=L$:

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel} \approx -\frac{2L}{c} \frac{V^2}{c^2} . \quad (9)$$

Подставив Δt (9) в выражение поперечного (к лучам) относительного сдвига A_m интерференционной полосы ($A_m = c\Delta t / \lambda$), Майкельсон по орбитальной скорости Земли вокруг Солнца ($V \sim 30$ км/с) оценил ожидаемую из (2) амплитуду ($A_{m \text{ ок.}}$) сдвига полосы: $A_{m \text{ ок.}} = 0.04$ [3]. В действительности в 20-ом веке выяснилось, что скорость Земли в космосе не ниже 400 км/с [6].

Проведя в 1881 году эксперимент при длинах плеч $L=1.2$ м [3], он получил "отрицательный" (нулевой: $A_m=0$) результат, позитивность которого казалась очевидной при решающей силе его прибора $\delta A_m \sim 0.025$. Учёные стали искать причину сложившегося завышения ожиданий. Первым обнаружил двукратное завышение ожидаемого сдвига по (2)

Лоренц. После поправки расчётов (7-9) Майкельсона с помощью т.н. "треугольника Лоренца" формула (8) получила вид:

$$t_{\perp} = \frac{2L_{\perp}}{c} \frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}}. \quad (10)$$

Учёт (10) в (9) дал в два раза меньшее значение Δt , чем было у Майкельсона в [3] (но, по-прежнему, не нулевое при $n=1$),:

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel} = \frac{2L}{c} \left[\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} - \frac{1}{1-V^2/c^2} \right] \approx -\frac{L}{c} \frac{V^2}{c^2}. \quad (11)$$

В 1887 году Майкельсона&Морли повторили опыт [4], увеличив на порядок длины плеч (до $L=11$ м). Они ожидали получить в 10 раз большую амплитуду сдвига [из (10) она должна была быть не менее $A_{m \text{ ок.}}=0.4$]. Очевидно, что при разрешающей силе $\delta A_m \sim 0.035$ прибора с длиной плеч 11 м нельзя не заметить сдвиг полосы $A_m \sim 0.4$. Однако, и при $L=11$ м Майкельсон и Морли не обнаружили ожидаемого сдвига полосы (кривая 2 на рис.3). Начались теоретические поиски объяснения этого феномена.

Уже зная математическую структуру (11), поправленную "треугольником Лоренца", Фитцджеральд и независимо Лоренц предположили, что длина плеча L_{\parallel} , параллельного V , динамически сокращается (явление назвали "Лоренцевым сокращением") в масштабах $L'_{\parallel} = L_{\parallel} \sqrt{1-V^2/c^2}$. Учёт L'_{\parallel} в (11), действительно, дал нулевой "теоретический" сдвиг полосы:

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel} = \frac{2L}{c} \left[\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}} - \frac{\sqrt{1-V^2/c^2}}{1-V^2/c^2} \right] = 0. \quad (12)$$

Очень важно отметить, что результат (12) получается только после *двукратной* поправки исходно классической формулы (9) Майкельсона "релятивистскими радикалами Лоренца" $\sqrt{1-V^2/c^2}$: на "треугольник Лоренца" в плече L_{\perp} и на Лоренцево сокращение плеча L_{\parallel} . Только после этих двух релятивистских поправок в (12) получается ноль только для $n=1$. Иным способом исходная классическая формула Майкельсона (9) для $n=1$ к нулю не исправляется.

В 1920-х годах Миллер, доведя длину плеч своего интерферометра до $L=32$ м, утроил ожидаемую из (2) величину сдвига полосы [5] (по сравнению с $A_{m \text{ ок.}} \sim 0.4$ в [4]), доведя её до $A_{m \text{ ок.}} \sim 1.2$. Благодаря этому Миллер впервые уверенно зафиксировал сдвиг полосы при отношении сигнал/шум=2 (см. кривую 3 на рис.1). Однако, измеренная им величина A_m всё-таки оказалась в ~ 10 раз меньше ожидаемой по (2) величины. Кроме того, удовлетворительно наблюдаемый сдвиг появлялся только на 1-3 часа в сутки, а затем в остальное время исчезал (см. рис.1, кривую 3). А когда и без того неустойчивые результаты Миллера были проверены Йосом в вакууме [14], никаких признаков сдвига полосы не было обнаружено (период неопределяющей роли среды с $n>1$ для опытов типа Майкельсона продолжался). С тех пор большинство учёных признало опыты типа Майкельсона "отрицательными", не обращая внимания до середины 20-го века на то, что условие (12) справедливо только в вакууме (при $n=1$). Лишь в 1960-х годах было понято [1, 2, 7, 11], что нулевую разницу $\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel}$ времён распространения света в ортогональных плечах интерферометра должны давать (причём, всегда) выполненные только в вакууме измерения. Но и сегодня многие считают Лоренцево сокращение математическим приёмом, "придуманным" для того, чтобы объяснить "нулевой результат" (12) опытов во всех средах. Исследования [1, 2] показали, что такое обобщение (12) ошибочно.

7.2. Период (1960-2010) пробуждения внимания к определяющей роли среды с $n>1$ при интерпретации опытов на интерферометрах типа Майкельсона. В 1968-74 годах я повторил опыты Майкельсона&Морли и Миллера не только в слабом лабораторном вакууме плотностью $0.01 \div 0.5$ атм., но в воздухе плотностью $1 \div 3$ атм. и в разных оптопрозрачных газах (см. рис.3). Тогда и были выявлены линейные участки кривых 1 и 2 на рис.3. Впервые из экспериментов следовала обязательность присутствия поляризующихся частиц в светонесущей среде

интерферометра для того, чтобы детектирующая среда светоносов имела $n > 1$ (т.е. имела проникаемость $\varepsilon = n^2 = 1 + \Delta\varepsilon > 1$, где $\Delta\varepsilon > 0$ – вклад частиц в проникаемость оптической среды).

Выяснилось, что чувствительность интерферометра к сдвигу полосы растёт пропорционально вкладу $\Delta\varepsilon = n^2 - 1$ поляризации частиц в проникаемость светоносов, а шумы прибора растут пропорционально ε . Известное к тому времени уже ~ 150 лет отношение Френеля $(1 - n^{-2}) = \Delta\varepsilon / \varepsilon$ оказалось ключевым параметром, определяющим чувствительность интерферометра. Амплитуда сдвига полосы $A_m(\varepsilon, \Delta\varepsilon, \Delta\varepsilon^2)$ оказалась нелинейно зависящей именно от вклада $\Delta\varepsilon$ частиц светоноса (4), становясь нулевой при $\varepsilon = 1$ и $\varepsilon = 2$ (см. рис.3).

Эта новая совокупность положительных (ненулевых) результатов требовала объяснения на основе современных знаний. Сегодня известно несколько таких объяснений. Описанные в [1, 2] экспериментальные результаты (совокупно они представлены выше на рис.3) я интерпретировал путём соответствующих поправок модели Майкельсона (7-9). Ориентиром для Лоренца и Фицджеральда в конце 19-го века были результаты [3, 4], показанные выше на рис.1 кривыми 1 и 2, которые толковались ими как "доказательство отсутствия" сдвига полосы ($\Delta t = 0$ и $A_m = 0$). Экспериментальным ориентиром для меня с 1970-го года стали полученные мной зависимости $A_m(\varepsilon, \Delta\varepsilon, \Delta\varepsilon^2) \neq 0$, приведённые на рис.2 и 3, в которых сдвиг полосы отсутствует ($A_m = 0$) только при двух значениях поляризуемости среды: $\Delta\varepsilon = 0, n = 1$; и $\Delta\varepsilon = 1, n = 1.41, \varepsilon = 2$. Ориентируясь на свои экспериментальные результаты, в 1971-ом году я нашёл теоретическую зависимость (4).

Для этого в плече, параллельном V , вместо формулы $\tilde{c} = c \pm V$, справедливой для вакуума ($n = 1$), я использовал формулу Френеля $\tilde{c} = c / n \pm V(1 - n^{-2})$, учитывающую показателем $n > 1$ поляризацию частиц светоносов. Далее, я ввёл в продольном плече Лоренцево замедление времени $t'_{\parallel} = t_{\parallel} / \sqrt{1 - V^2 / c^2}$, а в плече, перпендикулярном к V , – рассчитал "треугольник Лоренца" не в вакууме ($n = 1$), как было у Лоренца, а в оптической среде с $n > 1$. Можно предположить, что введённые мной таким образом релятивистские поправки выражений t'_{\parallel} и t'_{\perp} инвариантизировали весь расчёт Δt , основанный на дорелятивистской формуле Френеля, и в итоге дали правильную (для описания рис.3) формулу (4).

После публикации [2] авторами работ [15-17] было предложено ещё три разных вывода формулы (4). В [15] показано, что неинвариантность формулы Френеля в плече, параллельном V , можно исправить иначе, чем в [1, 2], а именно, с помощью релятивистской поправки замедления времени в поперечном плече, и тогда тоже получается формула (4). В [15] было показано так же, что аналогичного результата можно добиться иным способом построения аналога "треугольника Лоренца" для поперечного плеча интерферометра. Важно подчеркнуть, что описание экспериментальной зависимости $A_m(\varepsilon, \Delta\varepsilon)$ на рис.3 во всех перечисленных случаях достигалось путём введения в классические схемы расчётов поправок в той или иной формах релятивистского "фактора Лоренца" $\sqrt{1 - V^2 / c^2}$.

Оригинальный вывод формулы (4), не пересекающийся с моделью Майкельсона и Лоренца, предложил автор [16]. Он ввел релятивистскую поправку $(1 / \sqrt{1 - V^2 / c^2})^2$ в дисперсионное соотношение Максвелла-Зельмейера для показателя преломления и получил явные анизотропные выражения для n_{\parallel} среды в плече, параллельном V , и n_{\perp} среды в плече, перпендикулярном V . Используя эти выражения для определения $t'_{\parallel} = L_{\parallel} / (c / n_{\parallel})$ и $t'_{\perp} = L_{\perp} / (c / n_{\perp})$, он получил формулу (4). В работе [17] я развил эту идею работы [16], и показал, что если вместо релятивистской поправки $(1 / \sqrt{1 - V^2 / c^2})^2$, предложенной в [16], длину волны в дисперсионном соотношении Максвелла-Зельмейера представить современным релятивистским Лоренц-инвариантным выражением коэффициента Доплера первого и второго порядка по V/c :

$$D_{+/-}^2 = \frac{(1 + V/c \cdot \cos \theta_{0/180})^2}{1 - V^2/c^2} \approx (1 + / - 2V/c + 2V^2/c^2) , \quad (13)$$

то получается новое обобщение формулы (4), описывающее сдвиг интерференционных полос в интерферометрах, могущих в специальных схемных реализациях [17] работать на эффектах первого и второго порядков по V/c . Обобщённое таким образом выражение разности времён распространения света в перпендикулярном и параллельном плечах приобретает вид [17]:

$$\Delta t \approx \frac{L}{c} \left[\frac{V}{c} \left(\frac{\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_1^2}{n_1} - \frac{\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_2^2}{n_2} \right) + \frac{V^2}{c^2} \left(\frac{\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_1^2}{n_1} + \frac{\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_2^2}{n_2} \right) \right]. \quad (14)$$

Подстановка (14) в выражение амплитуды $A_m = c\Delta t/\lambda$ сдвига полосы в зависимости от Δt даёт следующее обобщение (4):

$$A_m \approx \frac{L}{\lambda} \left[\frac{V}{c} \left(\frac{\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_1^2}{n_1} - \frac{\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_2^2}{n_2} \right) + \frac{V^2}{c^2} \left(\frac{\Delta \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_1^2}{n_1} + \frac{\Delta \varepsilon_2 - \Delta \varepsilon_2^2}{n_2} \right) \right], \quad (15)$$

которое при $n_1 = n_2$ (т.е. $\Delta \varepsilon_1 = \Delta \varepsilon_2$) за счёт очевидной из (15) компенсации эффектов первого порядка V/c переходит в (4), как это имеет место в классическом интерферометре Майкельсона. Успешная экспериментальная проверка возможности построения интерферометра Майкельсона на эффектах первого порядка V/c была выполнена и описана в [1] и [17].

Таким образом, накопленный опыт теоретического описания кинетических явлений эфирного ветра, наблюдаемых с помощью интерферометра Майкельсона, свидетельствует о том, что в классические схемы описания скоростных характеристик распространения света в подвижных средах требуется введение релятивистских поправок. Эти поправки, по-видимому, инвариантизируют ту или иную сторону классической математической модели расчёта интерференционного сдвига полосы, обеспечивая её согласие с экспериментом, представленном на панораме $A_m(\Delta \varepsilon)$ для проницаемостей разных оптических сред на рис.3.

Сейчас я покажу ниже, что, если с самого начала использовать известные сегодня релятивистски инвариантные математические инструменты описания распространения света в подвижных средах, то формула (4) получается естественным образом без каких бы то ни было других поправок.

7.3. Обязательность учёта поляризации частиц оптических сред с $n > 1$ при одновременном использовании релятивистски инвариантных инструментов описания и интерпретации результатов опытов типа Майкельсона. Как видно из классической схемы (7) расчёта времени распространения света в оптической среде необходимо знание формулы скорости распространения. Майкельсон не знал (и не мог знать в 1881-ом году) всех тонкостей этого предмета исследования. Во-первых, что для обработки результатов ненулевых измерений $A_m \neq 0$ потребуются неклассическое определение скорости распространения света \tilde{c} . Майкельсон не мог знать, что скорость света должна быть негалилеевским инвариантом подвижной и неподвижной инерциальных систем отсчёта (ИСО), связанных, соответственно, с неподвижным эфиром и движущимися в эфире инерциальными частицами светонесущей среды.

Во-вторых, не был известен и конструктивный подход к решению поставленной задачи, требующий для достижения наблюдаемости сдвига полосы $A_m \neq 0$ использования оптических сред с $n > 1$, а для правильной интерпретации результатов таких измерений – обязательного учёта величины $\varepsilon = n^2$ (для воздуха в $n \approx 1.0003$ с точностью до 4-го знака после 1.). Лоренц-инвариантную формулу скорости света для описания динамики двух инерциальных систем позволяет найти многократно проверенная лишь в 20-ом веке опытами с подвижными средами формула релятивистского правила сложения скоростей в вакууме:

$$\tilde{c} = c \oplus V = \frac{c \pm V}{1 \pm cV/c^2} = \frac{c \pm V}{1 \pm V/c} = c. \quad (16)$$

В этой формуле: $c = c/n = c/1$. – скорость света в среде без частиц (т.е. в неподвижном эфире, имеющем $n=1$.), оператор \oplus обозначает правило релятивистского сложения, а V – поступательная скорость частиц светоноса в эфире. Формула (16) в её узком содержании была открыта в 1904-ом году Пуанкаре (в частности, для расчёта скорости увлечения светового комплекса движущимися частицами, а не наоборот, как думали раньше). В ней знак "+"

соответствует совпадению направлений векторов \mathbf{c} и \mathbf{V} , а знак "-" – их противоположности. Эта схема является следствием известных групповых преобразований Лоренца, включающих использованный выше в качестве поправок Лоренц-фактор $\sqrt{1-V^2/c^2}$.

Широко известная формула (16), на основе которой формулируется и доказывается часть второго постулата СТО, является частным случаем его более общей формулировки, которая, к сожалению, всё ещё не рассматривается первоисточником для (16):

$$\tilde{c}_{\pm} = c/n \oplus V = \frac{(c/n) \pm V}{1 \pm \frac{Vc/n}{c^2}} = \frac{(c/n) \pm V}{1 \pm V/(nc)}. \quad (17)$$

Очевидно, что формула (16) при $n=1$ вытекает из формулы (17), а не наоборот. Как и формула (16) в отношении унитарного инварианта c , так и формула (17) в отношении комплекса c/n инвариантна. Это легко показать. Если прямое (для вариации $\delta c = +V$) преобразование скорости c/n света в неподвижной среде (ИСО₀) с помощью (17) даёт \tilde{c}_{\pm} в подвижной (лабораторной) ИСО', то обратное преобразование \tilde{c}_{\pm} (для вариации $\delta c = -V$) даёт:

$$\tilde{c}' = \tilde{c}_{\pm} \oplus V = \frac{(\tilde{c}_{\pm} \mp V)}{1 \mp \tilde{c}_{\pm} V / c^2} = c/n, \quad (18)$$

т.е. ту же скорость c/n в силу возврата в неподвижную систему отсчёта. Найдём описанным выше способом выражение скорости света, инвариантное в подвижной и неподвижной средах. Для этого разложим правую часть (17) в ряд по малому параметру $\pm V/c$:

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n} \left[\left(1 \pm \frac{V}{c} n \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{V^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \pm \frac{V^3}{c^3} \frac{1}{n} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{V^4}{c^4} \frac{1}{n^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \pm \dots \right]. \quad (19)$$

Первые два члена этого ряда, как известно, дают дорелятивистскую формулу Френеля $\tilde{c}_{\pm} = c/n \pm V(1-n^{-2})$. Этот результат относят к одному из первых достижений СТО, давшей феноменологический вывод этой формулы [18]. В [15] показано, что эта формула $\tilde{c}_{\pm} = c/n \pm V(1-n^{-2})$ неинвариантна относительно комплекса c/n на эффектах второго порядка V^2/c^2

Оказывается, если прямое преобразование скоростей по (19) ограничить не двумя, а тремя членами ряда, включающими первый и второй порядок отношения V^2/c^2

$$\tilde{c}_{\pm} \approx \frac{c}{n} \left[\left(1 \pm \frac{V}{c} n \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{V^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \right) \right], \quad (20)$$

то, выполнив обратное преобразование по (18) с использованием (20), мы получим тот же результат $\tilde{c}' = c/n$. Это указывает на то, что уточнённая (сохранением членов второго порядка V^2/c^2) формула Френеля (20) становится инвариантной относительно параметра c/n в подвижных и неподвижных средах (когда речь идёт только об эффектах первого и второго порядка по V/c). Здесь мы встречаемся с интересным математическим фактом, когда в преобразовании (18) использование как точной формы (17) для \tilde{c}_{\pm} , так и приближённой формы (20) для \tilde{c}_{\pm} , в которой отброшены все члены разложения (17), начиная с $O(V^3/c^3 \dots)$, в обоих случаях даёт по (18) одинаковый результат $\tilde{c}' = c/n$ (инвариантный для подвижных и неподвижных сред или связываемых с ними инерциальных систем отсчёта). Нужно только помнить, что применимость (20) к описанию процессов в абсолютной (неподвижной) и лабораторной (подвижной) инерциальных системах отсчёта справедлива только для интерпретации эффектов, учитывающих первый и второй порядок малости отношения V/c .

В таком расчёте запаздывание в плече, параллельном V , рассчитываемое по формуле (7) с использованием Лоренц-инвариантной формулы (20), сразу даёт структуру формулы (4):

$$t_{\parallel} = \frac{L_{\parallel}}{\tilde{c}_{+}} + \frac{L_{\parallel}}{\tilde{c}_{-}} = \frac{2Ln}{c} \left[1 - \frac{V^2}{c^2} \frac{\Delta\varepsilon(1-\Delta\varepsilon)}{\varepsilon} \right]. \quad (21)$$

в виде, не требующем никаких других поправок к геометрооптическому расчёту времён t_{\parallel} и t_{\perp} . В частности, запаздывание t_{\parallel} не требует внесения поправки на Лоренц-сокращение плеча L_{\parallel} , а запаздывание в плече L_{\perp} , перпендикулярном V , с учётом $V_{\perp} = 0$ не требует учёта "Лоренцева треугольника", чтобы в итоге получилась формула (4), описывающая эксперимент по рис.3. Это видно после применения Лоренц-инвариантной формулы (21) к расчёту запаздывания в плече L_{\perp} , перпендикулярном V , когда $V_{\perp} = 0$, а $\tilde{c}_{\pm} = c/n$:

$$t_{\perp} = \frac{L_{\perp}}{\tilde{c}_{+}} + \frac{L_{\perp}}{\tilde{c}_{-}} = \frac{2L_{\perp}n}{c}. \quad (22)$$

Действительно, формула (22) совпадает с первоначальной формулой (8) Майкельсона, отличаясь от (8), в которой $n=1$, лишь учётом реального показателя преломления среды, $n>1$. Вычитая из (22) выражение (21), получаем для разности времён распространения $\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel}$ окончательное выражение (в котором учтено, что $L_{\perp} = L_{\parallel} = L$):

$$\Delta t = t_{\perp} - t_{\parallel} = \frac{2L}{c\sqrt{\varepsilon}} \frac{V^2}{c^2} (\Delta\varepsilon - \Delta\varepsilon^2). \quad (23)$$

Подстановка (23) в выражение амплитуды $A_m = c\Delta t/\lambda$ сдвига полосы в зависимости от Δt даёт (4), из которой следует (3).

Таким образом, мы показали, что применение инвариантной формулы (20) при расчёте времени t_{\parallel} распространения света в плече интерферометра, параллельном V , сразу даёт формулу (4) без поправок на "треугольник Лоренца" в плече L_{\perp} , и на Лоренцево сокращение плеча L_{\parallel} . Такой вывод формулы (4) можно считать удовлетворяющим принципу релятивистской Лоренц-инвариантности, а саму формулу (4) считать инвариантной в указанном выше новом смысле относительно всех оптических сред – с любой величиной c/n , как подвижных, так и неподвижных. Постулат релятивистской теории 20-го века о независимости скорости света в движущихся или неподвижных инерциальных системах, таким образом, распространяется на все оптические среды (в пространственных областях, где $n=\text{const}$), а о константности скорости света корректно говорить только в границах среды, где $n=\text{const}$. Очевидно, что вакуум (эфир с $n=1$) является весьма частным случаем, охватываемым СТО, среди гораздо более широкого ряда динамических проявлений "релятивизма" вещей в эфире.

8. Заключение

Таким образом, если уже были проведены эксперименты на интерферометре Майкельсона с высокой оптической плотностью носителей света (например, [7, 9]), где по той или иной причине не было зафиксировано смещение интерференционной полосы, то не следует торопиться настаивать на исторически ошибочном выводе науки начала и середины 20 века, что эксперименты на интерферометрах Майкельсона якобы "отрицательны". Вместо этого следует искать методические артефакты в схеме вашего аппарата для их устранения, как это сделал я описанным выше способом, столкнувшись с аппаратурной причиной отсутствия сдвига полосы в интерферометре с жидкими и твёрдыми светонесителями. Описанные выше средства ликвидации артефактов в интерферометре Майкельсона (рис.1), мои экспериментальные результаты (рис.2 и рис.3) и их интерпретация [1, 2] свидетельствуют о большом потенциале увеличения чувствительности интерферометра к "эфирному ветру", реализация которого позволила мне добиться "положительности" экспериментов типа Майкельсона.

Этот успех опытов не может рассматриваться в отрыве от математических методов и моделей интерпретации экспериментальных результатов. Приведённый в п.7 анализ показывает, как велико влияние преамбулы предыдущего представления первых исследователей того или иного явления природы на все последующие попытки интерпретации новых неотвратимо появляющихся экспериментальных результатов. Потребовалось 70 лет, чтобы сделанное Майкельсоном предположение о возможности детектирования

эфирного ветра в вакуумной среде распространения лучей в приборе было подвергнуто сомнению [1, 7, 9, 10], тщательно перепроверено [1] и опровергнуто. Опровержение состояло в экспериментальном доказательстве [2] того, что для обнаружения эфира и абсолютного движения обязателен учёт поступательного движения частиц детектирующей среды, обеспечивающей (сообщающей) показатель $n > 1$ в любой момент движения оптической среды в эфире, имеющем показатель $n_{\text{эфир}} = 1$.

Сейчас известно не менее пяти способов математической интерпретации экспериментальных результатов рис.3, приводящим к формуле (3) определения скорости эфирного ветра прямым способом обработки наблюдаемых сдвигов полосы. Один из них, описанный выше в п.7.3, вскрыл главную причину неудач интерпретации многих экспериментальных измерений скорости эфирного ветра в течение столь длительного времени после 1881-го года. Причина эта состояла в том, что с самого начала физические процессы в интерферометре Майкельсона требовали неклассического (релятивистского) описания, которого не могло быть в конце 19-го века. В этой 5-й версии препринта я впервые привожу такое описание процессов в приборе, которое с самого начала основывается на использовании ставших известными только в конце 20-го века инструментов интерпретации их релятивистской Лоренц-инвариантности. При этом я расширяю понятие Лоренц-инвариантных описаний подвижных сред на сложные системы одновременно поляризующихся их частей $\varepsilon = 1 + \Delta\varepsilon$, происходящих от неподвижного эфира ($\varepsilon_{\text{aether}} = 1$) и подвижных в нём частиц ($\Delta\varepsilon > 0$).

Максимальная скорость эфирного ветра по наблюдениям максимального сдвига полосы на широте г. Обнинска (~56 град. СШ) в горизонтальной плоскости вращения прибора получилась $V' \approx 480$ км/с. Это, как известно, согласуется с логикой хорошо известных сегодня астрономических наблюдений движения Земли на нескольких ротационных орбитах (в частности, вокруг Солнца и центра Галактики). Такая совместимость физических экспериментов в разных областях физики показывает принципиальную возможность наблюдения (с помощью интерферометра Майкельсона) абсолютных движений инерциально подвижных объектов относительно эфирного космоса.

Литература

- [1] V.V.Demjanov, Undisclosed mystery of the great theory, Ushakov State Maritime Academy, Novorossyisk, 1-st ed. 2005, 2-nd ed. 2009, 330 p. (in Russian)
- [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] A.A.Michelson, The relative motion of the Earth and the luminiferous aether, Am.J.Sci.,ser.3, v.22, 120-129 (1881).
- [4] A.A.Michelson, E.W.Morley, The relative motion of the Earth and the luminiferous aether, Am.J.Sci., ser.3, v.34, 333-345 (1887).
- [5] D.C.Miller, Significance of the ether-drift experiment of 1925 at Mount Wilson, Science, v.68, No 1635, 433-443, 1926.
- [6] I.S. Shklovsky, Universe, Life, Intelligence), Moscow, Nauka, 1987, 320 p.
- [7] J.Shamir, R.Fox, A new experimental test of special relativity, Nuovo Cim., v.62, No 2, 258-264 (1969).
- [8] J. Shamir, R.Fox, and S. G. Lipson, A simple method of measuring very small fringe shifts, Appl.Optics, v.8, No 1, 103-107 (1969).
- [9] W.S.N. Trimmer, R.F. Baierlein, J.E. Faller and H.A. Hill, Experimental search for anisotropy in the speed of light, Phys.Rev. D, v.8, №10, p.p.3321-3326 (1973).
- [10] R. T. Cahill and K.Kitto, Michelson-Morley experiments revisited and the cosmic background radiation preferred frame, Apeiron, v.10, No 2, 104-117 (2003). <http://redtime.vif.com/JournalFiles/V10NO2PDF/V10N2CAH.pdf>
- [11] R.T.Cahill, Process physics, Proc. Studies Suppl. 2003 Issue 5, pp.101-104. http://www.mountainman.com.au/process_physics/HPS13.pdf
- [12] V.V.Demjanov, Why Shamir and Fox did not detect "aether wind" in 1969? <http://vixra.org/abs/1008.0003> (2 Aug 2010).
- [13] V.V.Demjanov, Why Trimmer et al. "did not detect" aether wind in 1973? <http://vixra.org/abs/1008.0075> (26Aug 2010).
- [14] G. Joos. Die Jenaer Wiederholung des Mihelsonversuchs. Ann. Phys., B.7, S.385-407 (1930).
- [15] V.P. Dmitriyev, Absolute motion determined from Michelson-type experiments in optical media, arxiv:1002.1619v4-v6, 2010.
- [16] P. Morris, A relativistic correction to the Sellmeier equation allows derivation of Demjanov's formula, arXiv:0002273 [physics.gen-ph] 10 Mar 2010.
- [17] V.V.Demjanov, Michelson-type interferometer operating at effects of first order with respect to v/c , viXra:1007.0038 v2, 2010.
- [18] W. Pauli, *Relativitätstheorie*. Enz. Math. Wiss. *bd.V, h.IV*, Art.19 (1921).

(Знаков с пробелами 1744)

Внешняя аннотация

Предложенный Максвеллом в 1979 году детектор эфира на поверхностный взгляд кажется простым прибором. Например, Майкельсону в 1881 году казалось, что построенный им прибор (при повороте в горизонтальной плоскости) способен измерять гармонический сдвиг интерференционной полосы в вакууме (показатель преломления $n=1$). На самом деле выясняется, что всё гораздо сложнее. Не сразу было понято (непонимание длилось ~90 лет), что сдвиг интерференционной полосы возникает только тогда, когда светоносы лучей содержат в себе частицы, т.е. имеют $n>1$. В 1968-75 годах я доказал экспериментально, что при вакуумировании газообразных трасс прибора вместе с уменьшением помех закономерно исчезает и гармонический сдвиг полосы. Как только корреляция наблюдаемости сдвига полосы с концентрацией частиц в светоносах была учтена и уточнена отбором интерференционных картин по контрасту, надёжное измерение скорости абсолютного движения Земли в несколько сот км/сек было достигнуто.

В шестой версии этой работы я исправляю опечатку в формуле (21). Для экспериментаторов даётся описание того, как уменьшить ниже измеримого уровня искомого сигнала вредное воздействие шума и ложных помех, а для интерпретаторов результатов измерений ненулевых сдвигов полосы приведён вывод релятивистски инвариантной формулы скорости эфирного ветра, согласующийся с экспериментом на оптических средах, коэффициенты преломления которых лежат в интервале значений $1 < n < 1.8$.

В публикации Phys.Lett.A 374 (2010) 1110 я сообщил об измерении горизонтальных проекций абсолютной скорости Земли на широте г. Обнинск в интервале $140 < v < 480$ км/сек в зависимости от времени дня и ночи. Этот экспериментальный результат стал возможен только благодаря тому, что я преодолел упомянутые выше методические и интерпретационные трудности.