

12. Усовершенствование эксперимента Майкельсона–Морли
Рой Дж. Кеннеди, член Национального общества
физических исследований.

Калифорнийский технологический институт

A refinement of the Michelson–Morley experiment
Roy J. Kennedy California Institute of Technology

Исследование, которое является предметом настоящей статьи, было предпринято для проверки заключения, выдвинутого недавно профессором Д.К.Миллером в результате повторения им эксперимента Майкельсона – Морли. Проф. Миллер интерпретировал свои наблюдения как указывающие на движение Солнца сквозь эфир со скоростью не менее, чем 200 км/с в направлении прямого восхождения 262° и склонения 65° . Он полагает, что сокращение размеров аппарата в направлении движения происходит, но отличается, однако, от того значения, которое дается формулой Лоренца и Фицджеральда, на величину, пропорциональную скорости около 10 км/с. Это рассчитано из среднего смещения интерференционной картины при повороте плеча интерферометра через 90° к направлению, перпендикулярному или параллельному направлению подразумеваемого смещения, если бы скорость аппарата составляла 10 км/с, а сокращение размеров не было бы. В своей статье в Science 30 апреля 1926 г. он пытается восстановить

заброшенную идею о том, что означенная скорость зависит от высоты над уровнем моря, на которой проводятся наблюдения. Такие результаты, как у него, видоизменяющие фундаментальные физические концепции, требуют более полных экспериментальных подтверждений.

В соответствии с классическими гипотезами эфира хорошо известная теория эксперимента предсказывает, что смещение интерференционной картины будет пропорциональным длине путей, проходимых интерферирующими лучами. Для того чтобы сделать наблюдаемыми малые скорости, проф. Миллер применил большой интерферометр, в котором путь света составлял около 65 м. Трудность, содержащаяся в необходимости освобождения от влияния воздушных потоков и температурных эффектов, может быть оценена, если учесть, что смещение, соответствующее скорости в 10 км/с, может быть внесено изменением длины оптического пути менее, чем одной частью из 10^9 (т.е. 10^{-9} длины оптического пути — В.А.). Такой пустяк, как разность в средней плотности воздуха вдоль двух плеч, которую вызвала бы разность в давлении в $2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. или разность температур в 10^{-3} °С, вызвал бы такое же изменение наблюдаемой величины.

В настоящей работе световые пути были уменьшены примерно до 4 м, а требуемая чувствительность получена благодаря способности специального приспособления выделять очень малые смещения интерференционной картины. Вся оптическая система была заключена в закрытый металлический короб (выделено мной — В.А.) (sealed metal case), содержащий гелий под атмосферным давлением. Благодаря малым размерам аппарат может быть эффективно изолирован, и циркуляции и вариации плотности газа в оптических путях практически исключены. Кроме того, поскольку величина $\mu - 1$ для гелия составляет всего примерно одну десятую той же величины для воздуха, можно видеть, что нарушающие эффекты изменений плотности газа при атмосферном давлении будут соответственно в десять раз меньше, чем для воздуха. И действительно, было найдено, что дрожание интерференционной картинки было незначительным, и когда устанавливалось температурное равновесие, устойчивое смещение отсутствовало.

Схема аппарата в плане приведена на рис. 12.1. Оптические части смонтированы на мраморной плите квадратной формы со стороной 122 см и толщиной 10,5 см, которая покоилась на кольцеобразном поплавке, помещенном в чан со ртутью, имеющий диаметр в 77 см. Это просто уменьшенная копия первоначальной установки Майкельсона. Зеркала M_1 , M_4 и M_5 зафиксированы в определенном положении; такие

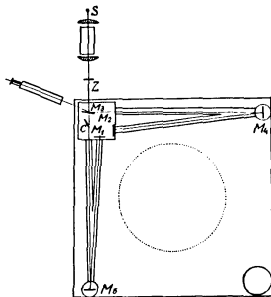


Рис. 12.1. Схема интерферометра Кеннеди в плане

приспособления, как компенсационная пластина C и зеркало M_2 , необходимо установить из положения наблюдателя у телескопа после того, как крышка будет поставлена на свое место. Зеленый свет с длиной волны $\lambda = 5461$ от маленькой ртутной лампы, прикрепленной к плите, выделялся с помощью системы линз и призм и пропускался через малое отверстие в экране Z . Лучи света тщательно ограничивались экранами и фокусировались с тем, чтобы предотвратить случайное попадание света в глаз и вследствие этого уменьшение его чувствительности. Корректировки были выполнены так, что ширина линии формировалась на поверхности M_1 и M_2 , на которые фокусировался телескоп. Окончательные корректировки осуществлялись поворотом компенсационной пластины C с помощью точного дифференциального винта и помещения малых гирек около угла плиты; при таких условиях вес 5 г изменял положение тяжелой плиты вполне заметно. Регулировочные винты приводились в движение с помощью гибких передач через гибкие трубки, обеспечивающие свободное вращение, но не пропускающие воздух. После того как зеркала

были предварительно выставлены, крышка осторожно устанавливалась на место, герметизируя плиту, а затем пространство под крышкой заполнялось гелием.

Схематическая подготовка интерферометра показана на рис. 12.2. Луч практически плоскопараллельного однородного света плоско поляризуется так, что его электрический вектор лежит в плане бумаги, движется вправо и падает на зеркало M_3 под углом поляризации для данной длины волны. На верхней поверхности луч расщепляется с помощью тонкой платиновой пленки на две части примерно одинаковой интенсивности, одна пропускается к зеркалу M_1 , а вторая к M_2 . Оттуда они отражаются назад к M_3 , где складываются и пропускаются в телескоп, сфокусированный на M_1 и M_2 . Применением плоскополяризованного света достигаются две цели: первая та, что неинтерферирующие лучи, которые вместе с естественным светом должны были бы создать пунктирные линии, полностью исключаются, и вторая та, что складывающиеся лучи могут быть отрегулированы так, чтобы улучшить интенсивность при различной относительной отражательной способности M_1 и M_2 . Поскольку для верхнего луча существует на два перехода стекло-воздух больше, чем для нижнего, выравнять обе компоненты естественного света таким путем невозможно.

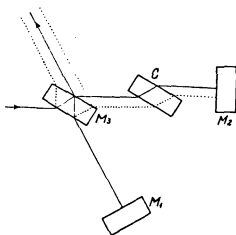


Рис. 12.2. Прохождение лучей света в интерферометре

Высокая чувствительность, необходимая из-за короткого пути света, обеспечена, главным образом, просто путем подъема одной половины зеркала M над другой на малую долю длины волны света, разделяющая линия между двумя уровнями прямая и крутая настолько, насколько это возможно. Зеркало было выполнено путем покрытия стеклянной плоской пластины тонким с резко очерченными краями микроскопическим дополнительным слоем платины, нанесенным методом катодного напыления, после чего вся пластина давала полное отражение. Автор выдвинул предложение о применении такого разделения зеркала интерферометра несколько лет тому назад, но не предполагал, что его придется выполнить ему самому.

Теория приспособления следующая. Явление интерференции будет таким же, как если бы изображение зеркала M_2 было перемещено в M_3 . В условиях эксперимента, в котором пути почти равны, M_1 перпендикулярно лучу, падающему на него, и отраженные лучи переносят изображение почти параллельно, изображение M_2 будет совпадать с поверхностью M_1 . Элементарная теория показывает, что результирующая интерференционная картина будет практически совпадать с M_1 . Целесообразно дополнить это рассуждение развитием общей теории интерференции на все отклонения зеркал; экспериментальное обеспечение близкого параллелизма совершенно необходимо.

На рис. 12.3 показаны сильно увеличенные поперечное сечение M_1 и изображение M_2 , нормальные к их плоскостям и к разделяющей линии в M_2 . M_1 лежит в плоскости $x = 0$, а уровни M_2 находятся на равном расстоянии на противоположных сторонах от параллельной плоскости, находящейся на расстоянии x от M_1 . Предположим, что монохроматическая волна, в которой смещение дано выражением

$$\xi = a \cos \omega(t + \varepsilon - \frac{x}{c}),$$

падает на M_1 и M_2 слева. На поверхности M_1 смещение отраженной волны составит

$$\xi_1 = a \cos \omega(t + \varepsilon),$$

если мы пренебрежем потерями несовершенного отражения. Смещение в плоскости M_1 в волне, отраженной от верхней части M_2 , равно

$$\xi_2 = a \cos \omega \left[t + \varepsilon - \frac{2(x - \alpha)}{c} \right].$$

Квадрат результирующего смещения составит

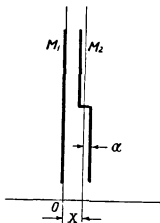


Рис. 12.3. Схематическое представление сечения ступенчатого зеркала

$$(\xi_1 + \xi_2)^2 = \left\{ a^2 \cos \omega (t + \epsilon) + \cos \omega \left[t + \epsilon - \frac{2(x - \alpha)}{c} \right] \right\}.$$

Правая часть может быть преобразована к виду

$$2a^2 \left[1 + \cos \frac{2\omega}{c} (x - \alpha) \right] \cos^2 \omega (t - \delta).$$

Подобный же квадрат результирующего смещения в интерферирующих лучах ниже разделяющей линии находится как

$$2a^2 \left[1 + \cos \frac{2\omega}{c} (x + \alpha) \right] \cos^2 \omega (t - \delta).$$

Интенсивность, пропорциональная квадрату амплитуды, может быть представлена в виде

$$I_2 = k a^2 \left[1 + \cos \frac{2\omega}{c} (x - \alpha) \right]$$

$$I_2 = k a^2 \left[1 + \cos \frac{2\omega}{c} (x + \alpha) \right].$$

Здесь $\omega = 2\pi\nu$, ν — частота света. Следовательно, $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$;

$$I_1 = k a^2 \left[1 + \cos \frac{4\pi}{\lambda} (x - \alpha) \right]$$

$$I_2 + k a^2 \left[1 + \cos \frac{4\pi}{\lambda} (x + \alpha) \right].$$

Для величин $x = \frac{n\lambda}{4}$, где n - целое число,

$$I_1 = k a^2 \left(1 + \cos \frac{4\pi \alpha}{\lambda} \right),$$

знак "+" для четных значений n и "-" - для нечетных значений. Таким же выражением определится I_2 , поэтому для этих условий

$$I_1 = I_2.$$

Следовательно, для наблюдателя поле зрения по обе стороны от разделяющей линии будет иметь равную интенсивность при $x = \frac{n\lambda}{4}$.

Теперь нам нужно определить приращение x , которое будет замечным при разной освещенности обеих сторон поля. Если x даст вариацию δx и α есть константа, то дифференциал интенсивности составит

$$\delta I = \left(\frac{\partial I_1}{\partial x} - \frac{\partial I_2}{\partial x} \right) \delta x.$$

Далее

$$\frac{\partial I_1}{\partial x} = -\frac{4\pi k a^2}{\lambda} \sin \frac{4\pi}{\lambda} (x - \alpha) = \pm \frac{4\pi k a^2}{\lambda} \sin \frac{4\pi \alpha}{\lambda}.$$

Подобным же образом

$$\frac{\partial I_2}{\partial x} = \pm \frac{4\pi k a^2}{\lambda} \sin \frac{4\pi \alpha}{\lambda};$$

$$\delta I = \pm \left[\frac{8\pi k a^2}{\lambda} \sin \frac{4\pi \alpha}{\lambda} \right] \delta x,$$

знак не имеет значения.

Распознаваемая вариация определится не только величиной δI , но также и отношением δI к полной интенсивности I_1 или I_2 . В соответствии с законом Вебера-Фехнера, если δI дана как наименьшая ощутимая вариация интенсивности, приведенное выше отношение почти постоянно для широкого диапазона интенсивности. При таком значении δI , δx получаем как наименьшее обнаруживаемое изменение положения M_2 .

Если мы первоначально имеем неизменное освещение, то из приведенных выше выражений получим

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{8\pi}{\lambda} \delta x \frac{\sin \frac{4\pi x}{\lambda}}{1 \pm \cos \frac{4\pi x}{\lambda}}$$

или

$$\delta x = \frac{\lambda}{8\pi} \frac{\delta I}{I} \frac{1 \pm \cos \frac{4\pi x}{\lambda}}{\sin \frac{4\pi x}{\lambda}}.$$

Если теперь $\frac{\delta I}{I}$ и в самом деле постоянно, то для случая знака "-",

I соответствующего темному освещению поля, мы должны иметь неопределенно возрастающую чувствительность по мере уменьшения фактора α . К несчастью, однако, I уменьшается с уменьшением α , а фехнеровская "константа" вскоре также быстро уменьшается. Тем не менее условия освещения и контрастность здесь подобны тем, которые имеются в полутеневом полярископе, а из теории инструмента Липпи-ха следует, что $\frac{\delta I}{I}$ примерно равна $8 \cdot 10^{-3}$. Недостаточное совершенство

плоскостей зеркал и неодинаковость интенсивности интерферирующих лучей являются следующим ограничивающим фактором; небольшое экспериментирование показало, что α должно быть не меньше, чем $0,025 \lambda$ что и было в конце концов применено. Подставляя эту величину в последнее выражение, мы получили

$$\delta x = 5 \cdot 10^{-5} \lambda,$$

как наименьшее определяемое изменение в положении зеркал. Это соответствует изменению оптической длины пути

$$\delta l = 2\delta x = 10^{-4} \lambda.$$

Чтобы наиболее полно использовать возможности приспособления, для увеличения интервала между наблюдениями потребовались бы более совершенные зеркала и усилители и более горячий источник света, расположенный около чувствительного аппарата, и потребовались бы большие усилия для обеспечения устойчивой температурной стабильности. Поэтому в эксперименте не нужно снижать значение δl более, чем

до $2 \cdot 10^{-3} \lambda$; такие вариации обнаруживались без каких-либо сомнений.

Теория эксперимента Майкельсона–Морли рассматривались слишком часто, чтобы было необходимо обсуждать ее здесь. В общем, при повороте аппарата через прямой угол интерференционная картина должна сместиться так, как если длина одного из оптических путей изменится на часть длины волны, максимум чего составит

$$\delta l = \frac{l}{\lambda} \frac{v^2}{c^2} \cos^2 \beta. \quad (1)$$

Здесь v — это скорость аппарата относительно эфира; l — длина светового пути; β — угол между плоскостью аппарата и направлением движения.

Предположим, что в системе прямоугольных координат x_1, x_2, x_3 , зафиксированных относительно эфира, направляющие косинусы вектора скорости ожидаемого эфирного дрейфа есть $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, причем направляющие косинусы нормали к плоскости аппарата есть $\alpha'_1, \alpha'_2, \alpha'_3$. Тогда угол между двумя линиями будет определяться как

$$\cos \theta = \sum \alpha_i \alpha'_i \quad (i = 1, 2, 3). \quad (2)$$

Итак,

$$\alpha_j = \frac{x_j}{(\sum x_j^2)^{1/2}} \quad \text{и} \quad \alpha'_j = \frac{x'_j}{(\sum x_j'^2)^{1/2}}. \quad (3)$$

В декартовых координатах подходящей ориентации

$$x_1 = r \cos \psi \cos \varphi;$$

$$x_2 = r \sin \psi;$$

$$x_3 = -r \sin \varphi \cos \psi,$$

где φ — прямое восхождение и ψ — склонение точки, в которой данное направление пересекает небесную сферу. Такая же система уравнений получена для величин x' с углами φ' и ψ' . Подставляя эти соотношения в уравнения (3) и результирующие соотношения в уравнение (2), мы получим

$$\cos \theta = \cos \psi \cos \psi' \cos(\varphi - \varphi') + \sin \psi \sin \psi'. \quad (4)$$

Угол β в формуле (1), очевидно, дополняет θ , так что δl максимально, когда $\cos \theta$ минимален. Из (4) видно, что это происходит, когда

$$\varphi' = \varphi + \pi,$$

π нечетно. Подставляя эту величину и учитывая, что $\psi' = 34^\circ 8'$, широта Пасадены, вместе с величиной $\varphi = 262^\circ$ и $\psi = 65^\circ$, определенными Миллером, в уравнение (4), получим минимум $\cos \theta$, примерно равный 0,15; соответственно максимум $\cos \beta$ весьма близок к единице. Это получается при сидерическом времени, равном

$$1/15 \varphi' = \frac{262-180}{15} = 5,5ч, \text{ которое в средние две недели сен-}$$

тября, когда настоящая статья была закончена, соответствовало значению сидерического времени от 5.30 до 6.30 утра.

Если в уравнении (1) $l = 400$ см, $v = 10^6$ см/с, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, $\lambda = 5,46 \cdot 10^{-5}$ см и $\cos \beta \approx 1$, мы найдем то максимальное смещение полос, которое можно ожидать в таком аппарате, соответствующее изменению в одном оптическом пути:

$$\delta l = 8 \cdot 10^{-3} \text{ длины волны,}$$

что в четыре раза меньше определяемого значения.

Эксперимент был выполнен в лаборатории Норман Бридж, в комнате с постоянной температурой, в различное время дня, но чаще в то время, для которого вычисления Миллера предсказывали наибольший эффект. Во время каждого эксперимента была проверена чувствительность глаза помещением или снятием малого груза на плиту перед и после ее поворота. В поле зрения не было флуктуаций, не было необходимости усреднять отсчеты. Как было показано, смещение было меньше одной четвертой того, которое, как сообщил Миллер, было замечено. Результат был совершенно определенным. Не было признаков того, что смещение зависит от ориентации.

Поскольку эфирный ветер может предположительно зависеть от высоты, эксперимент был повторен в обсерватории Маунт Вилсон в здании 100-дюймового телескопа. Здесь снова эффект был нулевым.

Имеется намерение провести систематические поиски эфирного дрейфа в ином направлении после того, как аппарат подвергнется некоторым усовершенствованиям в целях увеличения его чувствительности и удобства многочисленных наблюдений, что необходимо.

Автор много обязан д-ру Р.А.Милликену, который проявил интерес и сделал возможными эти исследования.