

НОВЫЙ МЕТОД ПРАКТИЧЕСКОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕТРА

А.Г.Данелян, Ю.П.Мачехин

Обсуждается метод реализации высокоточного измерения расстояния, на базе которого может быть реализован эталон единицы длины.

ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с определением метра, принятым на 17 Генеральной конференции по мерам и весам в 1983 г., за единицу длины – метр – принято расстояние, которое проходит в вакууме плоская электромагнитная волна за промежуток времени, равный $1/299792458$ секунды. В самом определении заложена фундаментальная физическая связь длины и времени, которая позволяет по измерению времени (или частоты) осуществлять определение интервалов расстояния. В рекомендации по практической реализации определения метра включены два метода [1]. Первый из них, в соответствии с определением, устанавливает связь между расстоянием L , зафиксированным двумя материальными объектами, и временем t , в течение которого плоская электромагнитная волна проходит это расстояние: $L = c_0 t$ (c_0 – скорость света). В этом методе не даны рекомендации, как регистрировать момент прохождения электромагнитной волной той точки (плоскости) в пространстве, которая зафиксирована материальным объектом. Поэтому достаточно физически ясный метод реализации единицы длины на практике еще не был реализован в силу отсутствия требуемых технических устройств. По этой причине в рекомендациях был предложен второй метод, для которого были технические средства, и он рекомендует определять длину через длину волны λ оптического излучения, частота f которого может быть измерена независимым способом: $\lambda = c_0/f$. Этот метод позволяет воспроизводить и хранить размер единицы длины с достаточно высокой точностью (малой относительной погрешностью) ($\approx 2 \cdot 10^{-11}$). Измерение длины в этом случае осуществляется с помощью измерительного лазерного интерферометра, который позволяет определять, сколько длин волн укладывается на макроскопическом расстоянии между двумя зеркалами интерферометра. Оба метода реализации определения метра равноправны, но основным в международной практике стал второй метод, при реализации которого используются высокостабильные по частоте (длине волны) лазеры.

Национальные эталоны единицы длины, созданные за последние годы во многих странах, представляют собой стабилизированные по частоте ла-

зеры, длины волн излучения которых известны. От национальных эталонов размер единицы длины в виде длины волны излучения посредством измерительного интерферометра перемещений передается материальным (макроскопическим) мерам длины (штриховым и концевым), которые используются в практических измерениях. Другой путь использования в практических измерениях длины волны оптического излучения – проведение линейных измерений непосредственно с использованием лазерных измерительных интерферометров. Развитию второго метода реализации метра способствовали достижения в создании высокостабильных лазерных источников, с помощью которых интерферометрические измерения длины стали очень точными и удобными. Тем не менее, отсутствие технических средств для практической реализации первого метода, если не ограничивало точность действующих эталонов единицы длины, то ставило вопрос о принципиальной возможности реализации этого метода и тем самым ставило под сомнение целесообразность определения метра.

В этой связи в представленной работе сделана попытка найти условия, при которых возможно практически реализовать определение метра, базируясь только на высокоточных время-частотных измерениях.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В силу основных свойств нашего трехмерного пространства – однородности и изотропности, нет абсолютной точки отсчета расстояния или длины и нет выбранного направления в пространстве. С одной стороны, это позволяет любые интервалы, отмеченные в пространстве, сравнивать между собой. В то же время, основная задача реализации первого метода заключается в том, как в однородном пространстве зарегистрировать прохождение плоской электромагнитной волны в фиксированных точках пространства. Используя только частоту (длину волны) электромагнитной волны, сделать это в нашем пространстве нельзя, поэтому надо использовать другую характеристику электромагнитного излучения, которая могла бы изменяться в заданной точке пространства. К такой характеристике относится поляризация электромагнитной волны. Используя известные оптические устройства, линейную поляризацию можно превращать в круговую и наоборот, при этом изменение поля-

ризационных характеристик будет осуществляться в том месте пространства, в котором установлены эти устройства. Таким образом, можно предположить, что если использовать поляризацию непрерывного электромагнитного излучения как некий управляемый параметр, то можно реализовать устройство, в котором можно будет регистрировать в разных точках пространства прохождение непрерывной электромагнитной волны.

ПРИНЦИП РАБОТЫ УСТРОЙСТВА

Ниже мы опишем метод и устройство, в котором можно реализовать прохождение плоской электромагнитной волны и характер которого определяется поляризацией этой волны.

Рассмотрим возможности генерирования и формирования оптических сигналов с применением оптических задержек (длительность временного интервала зависит от интервала между двумя оптическими системами) и с использованием при этом метода оптического "гашения" поляризованного света [2].

Принцип работы схемы оптического "гашения" основан на известных свойствах поляризованного когерентного монохроматического света, а именно: если в сумматоре световых потоков совместить два циркулярных ортогонально поляризованных световых потока (левоциркулярный и правоциркулярный), то при равных интенсивностях совмещаемых потоков суммарный световой поток становится линейно поляризованным.

Схема оптического "гашения" упрощённо показана на рис. 1. Для работы данной схемы необходимо, чтобы входные световые потоки J_1 и J_2 были линейно поляризованы. Для получения потоков с ортогональной циркулярной поляризацией по ходу лучей 1 и 2 установлены круговые поляризаторы P_1 и P_2 (фазовые пластинки, одна из которых — $1/4$ -волновая, а вторая — $3/4$ -волновая). На выходе сумматора потоков M_1 установлен линейный поляризатор (анализатор) P_a .

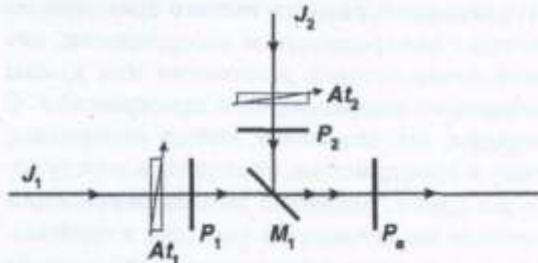


Рис. 1

При определённой ориентации поляризационных пластинок по отношению к плоскости поляризации входного пучка и при определённом соотношении интенсивностей входных лучей J_1 и J_2 на выходе устройства после поляризатора P_a будет зарегистрирован световой поток с минимальной (нулевой) интенсивностью.

Действительно, пусть входные пучки лазерного излучения с интенсивностями J_1 и J_2 линейно

поляризованы и колебания соответствующих электрических векторов \vec{E}_1 и \vec{E}_2 параллельны оси OX. Воспользуемся методом Джонса, удобным для анализа систем с поляризованным светом [3, 4]. Для электрического вектора \vec{E}_1 входного линейно поляризованного излучения на первом входе вектор Джонса имеет следующий вид:

$$\vec{E}_1 = A_1 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Если $1/4$ -волновую пластинку P_1 установить так, чтобы её быстрая ось была ориентирована под углом $\pi/4$ к оси OX, то для электрического вектора излучения, прошедшего через пластинку P_1 , получим

$$\vec{E}_1 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1-i) & (1+i) \\ (1+i) & (1-i) \end{bmatrix} \cdot A_1 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{A_1}{2} \begin{bmatrix} 1-i \\ 1+i \end{bmatrix}.$$

Это выражение определяет левоциркулярную круговую поляризацию излучения, прошедшего пластинку P_1 , с интенсивностью $J_1 \Rightarrow A_1$.

Если же $1/4$ -волновую пластинку P_2 установить так, чтобы её быстрая ось была ориентирована под углом $-\pi/4$ к оси OX, то для излучения, прошедшего пластинку P_2 , получим

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1-i) & -(1+i) \\ -(1+i) & (1-i) \end{bmatrix} \cdot A_2 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{A_2}{2} \begin{bmatrix} 1-i \\ -(1+i) \end{bmatrix}.$$

Это выражение определяет правоциркулярную круговую поляризацию излучения, прошедшего пластинку P_2 , с интенсивностью $J_2 \Rightarrow A_2$.

После сумматора излучений (полупрозрачного зеркала) M_1 при совмещении указанных световых лучей с левоциркулярной и правоциркулярной поляризациями происходит интерференция этих лучей, что в матричной форме означает:

$$\vec{E}_1 + \vec{E}_2 = \frac{A_1}{2} \begin{bmatrix} 1-i \\ 1+i \end{bmatrix} + \frac{A_2}{2} \begin{bmatrix} 1-i \\ -(1+i) \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (A_1 + A_2) & (1-i) \\ (A_1 - A_2) & (1+i) \end{bmatrix}.$$

Указанное суммарное (совмещённое) излучение пропускается через линейный поляризатор P_a , который ориентирован под углом $\pi/2$ к оси OX. Тогда для излучения, прошедшего через поляризатор P_a , можно записать

$$\vec{E}_a = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (A_1 + A_2) & (1-i) \\ (A_1 - A_2) & (1+i) \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ (A_1 - A_2) & (1+i) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Из выражения (1) видно, что при выполнении условия

$$A_1 = A_2 \Rightarrow J_1 = J_2$$

значение \vec{E}_a обращается в нуль. Другими словами, на выходе линейного поляризатора P_a в этом случае не будет наблюдаться светового пучка. Это объясняется тем, что при равенстве $A_1 = A_2$ сложение пучков света с левой и правой круговой поляризацией даёт пучок плоскополяризованного света:

$$\vec{E}_1 + \vec{E}_2 = A' \begin{bmatrix} 1-i \\ 0 \end{bmatrix},$$

где $A' = A_1 = A_2$.

Пучок результирующего линейно поляризованного света, очевидно, полностью погасится при прохождении линейного поляризатора (анализатора) P_a , скрещенного с этим линейно поляризованным светом и ориентированного под углом $\pi/2$ к оси ОХ. Но для этого необходимым условием является также и равенство интенсивностей обоих световых пучков. Регулирование и выравнивание интенсивностей данных пучков можно осуществить регулирующими аттенюаторами A_1 и A_2 (рис. 1).

Целесообразно отметить следующее обстоятельство. В зависимости от выбранных для схемы элементов, в которых происходит отражение и пропускание поляризованных световых пучков, при отражениях и при прохождении через системы с поглощением света происходит изменение фазовых соотношений в совмещаемых поляризованных световых лучах. Эти искажения фазовых сдвигов могут быть скомпенсированы соответствующей корректировкой ориентации поляризаторов P_1 , P_2 и P_a и других элементов схемы, чтобы при совмещении равных по интенсивности потоков после поляризатора P_a суммарная интенсивность этих потоков стала равной нулю.

Рассмотрим формирователь оптического импульса, схема которого в упрощенном виде приведена на рис. 2 (обозначения сохранены те же, что и на рис. 1). Дополнительно в схему введены: источник монохроматического оптического излучения J , генерирующий при включении перепад интенсивности (функцию Хевисайда); светоделитель M_2 ; подвижная призма P_r оптической задержки; усилитель интенсивности света A с системой накачки PS .

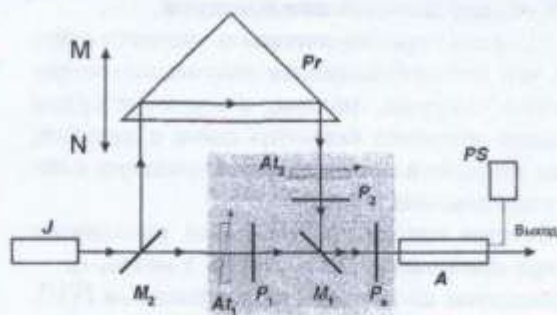


Рис. 2

Если в схеме формирователя (рис. 2) перемещением призмы вдоль оси MN предварительно установлена разность хода ΔL лучей в каналах формирователя (разность хода лучей, прошедших через светоделитель M_2 и отраженных от него), то эти лучи достигнут точки совмещения лучей на зеркале (сумматоре) M_1 не одновременно, а через промежуток времени

$$\Delta t = \frac{\Delta L}{c}$$

Для определенности допустим, что излучение, прошедшее через фазовую пластинку P_1 , достигнет зеркала M_1 и пройдет далее через линейный поляризатор P_a раньше, чем излучение, прошедшее

через фазовую пластинку P_2 . Это означает, что, согласно выражению (1), на выходе устройства (после поляризатора P_a) в течение времени Δt будет наблюдаться излучение

$$\vec{E}_3 = \frac{A_1}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ 1+i \end{bmatrix}$$

(при $A_2 = 0$).

Это излучение линейно поляризовано в плоскости, совпадающей с направлением поляризатора. Через время Δt , когда до линейного поляризатора P_a дойдет излучение, прошедшее фазовую пластинку P_2 , суммарное (совмещенное) излучение через поляризатор P_a погасится, то есть мы будем наблюдать сформированный одиночный световой импульс с длительностью $\Delta t = \Delta L/c$ и интенсивностью, определяемой квадратом амплитуды $A_1/2$. На рис. 3 приведены эпюры интенсивностей: входного луча; луча, прошедшего первый канал, на входе пластинки P_a ; луча, прошедшего второй канал, на входе пластинки P_a ; луча на выходе пластинки P_a .

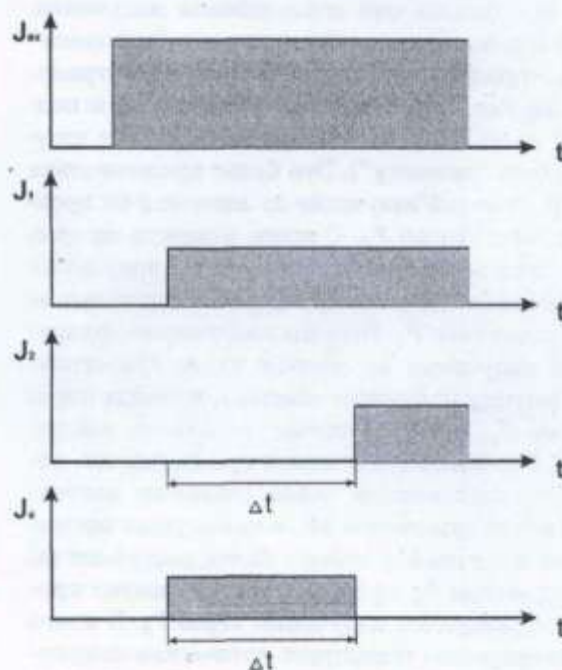


Рис. 3

Длительность сформированного импульса определяется разностью хода лучей в каналах формирователя. Недостатком этой схемы является то, что на ее вход необходимо подавать первоначально сформированный фронт оптического импульса. Создание источника входного излучения с идеальным перепадом интенсивности J_0 (функцией Хевисайда) – большая проблема. Однако незначительное изменение этой схемы может позволить получить при вводе непрерывного излучения генератор прямоугольных оптических импульсов.

ГЕНЕРАТОР ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Схема предлагаемого генератора оптических импульсов (ГОИ) приведена на рис. 4, на котором

сохранены те же обозначения, что и на рис. 2. Используется непрерывное излучение, источником которого является лазер J . В данной схеме потери мощности, возникающие в элементах схемы, компенсируются оптическим усилителем A , включённым в цепь обратной связи через оптическую задержку. Атенюаторами At_1 и At_2 устанавливается равенство интенсивностей циркулярных ортогонально поляризованных потоков, поступающих на сумматор M_1 . При включении лазера J , его непрерывное излучение проходит через элементы At_1 и P_1 , сумматор M_1 и поляризатор P_a . Далее это излучение, распространяясь через оптическую задержку (пройдя усилитель A , призму P_1 , аттенюатор At_2 и фазовую пластинку P_2), поступает на второй вход сумматора M_1 . Поскольку интенсивности поступающих на входы сумматора циркулярных ортогонально поляризованных световых потоков равны, с момента поступления излучения из оптической задержки (когда совмещается входное излучение лазера с излучением, прошедшим задержку) анализатор P_a прекращает пропускать это совмещённое излучение. Но в этот момент весь контур задержки "заполнен" светом, который со скоростью света распространяется в задержке, проходя через сумматор M_1 и поддерживая на выходе анализатора P_a отсутствие излучения (то есть "темноту"). Это будет продолжаться до тех пор, пока всё излучение из задержки не пройдёт через анализатор P_a . С этого момента на сумматор M_1 вновь поступает лишь одно циркулярно поляризованное излучение лазера J , прошедшее фазовую пластинку P_1 . Второго циркулярно поляризованного излучения на втором входе сумматора M_1 нет. Поэтому излучение лазера J , проходя через анализатор P_a , вновь начинает заполнять контур задержки. Это заполнение вновь прекращается, когда распространяющееся через задержку излучение, достигнув сумматора M_1 , в суммарном потоке с входным излучением лазера вновь поступает на вход анализатора P_a , прерывая в этот момент прохождение суммарного излучения через P_a . В итоге система непрерывно генерирует оптические импульсы с длительностью $T_1 = \Delta L/c$ и скважностью T_p , также равной $T_p = \Delta L/c$. Частота повторения импульсов $f = 1/2T$, то есть в рассмотренной системе генерируется оптический меандр, длительность которого однозначно определяется размерами линии задержки.

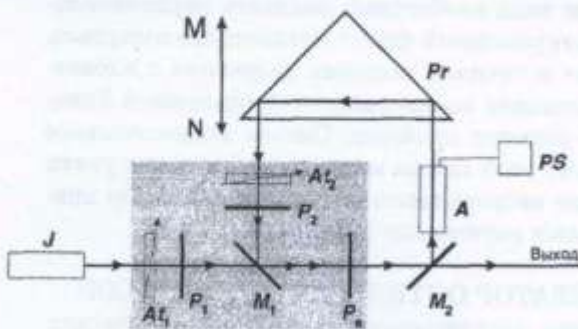


Рис. 4

Измерение интервала времени, в течение которого прошло известное количество импульсов $T = nT_n$, можно осуществить с очень высокой точностью.

МЕТОД И УСТРОЙСТВО ИЗМЕРЕНИЯ РАССТОЯНИЙ

Поскольку выше было показано, что между длительностью оптического импульса, сформированного в ГОИ, и расстоянием, которое проходит плоская электромагнитная волна в рабочем плече ГОИ, существует однозначная связь, то, измеряя длительность импульса, можно определять искомое расстояние.

Измерять длительность одного оптического импульса – задача сложная и к тому же практически не может быть решена с точностью, достаточной для первичной меры длины. Поэтому, и это хорошо известно из практики время-частотных измерений, целесообразнее измерять не длительность одного импульса, а интервал времени T_0 , в течение которого независимым способом было зафиксировано n импульсов (с учетом времени скважности). Таким образом, измеряемый интервал времени равен $T_0 = n(T_1 + T_p)$. Поскольку $T_1 = T_p$ в силу условий формирования вышеописанных оптических импульсов, то $T_0 = 2nT_1$. Для измерения этого интервала используем описанную выше схему ГОИ, дополнив ее фотоприемным устройством для регистрации оптических импульсов и преобразования их в электрические, двумя частотомерами и компьютером (рис. 2). Один частотомер используется для измерения интервала времени T_0 , второй – для счета импульсов n . Управление работой частотомеров и обработка результатов наблюдений осуществляются компьютером.

Для простоты предварительных расчетов предположим, что электромагнитное излучение распространяется в вакууме, поэтому в расчетах будем использовать значение скорости света в вакууме, тем самым исключив погрешность, связанную с показателем преломления воздуха.

Рассмотрим алгоритм измерения расстояния (на примере измерения расстояния в 1 метр).

Зафиксируем положение отражателя P_r в ГОИ. Этому положению будет соответствовать определенная длительность оптического импульса $T_{нач}$, которая связана с прохождением света через оптические детали и расстоянием между ними. Эта измеренная длительность оптического импульса будет начальной точкой отсчета для всех остальных измерений. Этой начальной точке отсчета может соответствовать определенное положение отражателя в пространстве, например, начальному штриху поверяемой штриховой меры. Переместим отражатель P_r на расстояние 1 м. В силу того, что путь для света увеличился на 2 м, длительность импульса увеличится на величину $T_m = 2/c_0 = 6,66 \cdot 10^{-9}$ с. Поэтому, измеряя полученную длительность импульса $T_{кон}$ и вычитая из нее начальную точку, можно получить значение длительности импульса T_m , связанной с

расстоянием, на которое передвинут отражатель. Однако, как уже отмечалось выше, предлагается измерять не эту длительность импульса, тем более, что она очень мала для высокоточных измерений, а интервал времени, в течение которого было зарегистрировано большое, но точно известное количество импульсов. Поэтому использование ГОИ, который создает непрерывную последовательность импульсов, является необходимым и достаточным условием для измерения в конечном итоге длительности одного импульса. Установим измеряемый интервал времени для начального положения отражателя равным $T_{\text{нач}} = 2n_1 T_{\text{имп}}$, где n_1 – количество зарегистрированных импульсов за этот интервал времени. Измеряемый интервал времени для конечного положения отражателя $T_{\text{кон}} = 2n_2 T_{\text{имп}}$ (n_2 – количество зарегистрированных импульсов за этот интервал времени). Изменение длительности оптического импульса, связанное с перемещением отражателя на 1 метр, можно определить по следующей формуле $T_{\text{п}} = T_{\text{кон}} - T_{\text{нач}} = T_{\text{кон}}/2n_2 - T_{\text{нач}}/2n_1$. В общем случае расстояние ΔL можно определить так:

$$\Delta L = \frac{c}{4} \left(\frac{T_{\text{кон}}}{n_2} - \frac{T_{\text{нач}}}{n_1} \right).$$

В этом случае измеряемые интервалы времени целесообразно подбирать такие, измерение которых будет осуществляться с минимальной погрешностью. Так, если длительность интервалов времени будет составлять единицы или десятки секунд, то измерение таких интервалов можно будет осуществлять с относительной погрешностью $10^{-8} - 10^{-9}$. С такой же относительной погрешностью будет вычислена длительность одного импульса, а это значит, что расстояние ΔL будет определено с такой же погрешностью. Основная проблема этой процедуры измерений – правильно подсчитать количество импульсов с учетом погрешности на запуск и остановку частотомера, который работает в режиме измерения интервалов времени. Тем не менее, если необходимо измерить один метр с погрешностью 10^{-8} и при этом число регистрируемых импульсов будет 10^9 , то абсолютная погрешность подсчета импульсов может составить ± 5 импульсов. Процедуру измерений можно упростить, если в начальной и конечной точках подсчитывать одинаковое количество импульсов, то есть $n_2 = n_1 = n$, тогда

$$\Delta L = \frac{c}{4n} (T_{\text{кон}} - T_{\text{нач}}).$$

Предлагаемая формула для вычисления расстояния достаточно проста и физически понятна, но для реальных расчетов ее необходимо несколько видоизменить, заменив скорость света в вакууме на скорость света в воздухе. Это приведет к появлению в формуле

показателя преломления воздуха N , точность измерения которого, по сути, будет ограничивать точность измерения расстояния ΔL . Отсюда следует, что при реальных измерениях в воздухе погрешность измерений временных интервалов составит $10^{-7} - 10^{-8}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренный метод дает возможность реализовать воспроизведение и измерение расстояния в 1 м с использованием только время-частотных измерений, что можно считать практически подтвержденным возможностью реализации нового определения метра. Технически реализовать предлагаемое устройство значительно проще, поскольку измерительная часть базируется только на серийных приборах. В значительной мере погрешность метода и устройства будет определяться теми измерительными приборами, которые будут использоваться в конкретной реализации.

У предлагаемого метода есть одно существенное преимущество: поскольку результаты измерений интервалов времени и счета импульсов окончательные и результат вычисления длины будет корректироваться только по показателю преломления, возможно осуществить дистанционное сличение мер, когда результаты время-частотных измерений передаются по каналам связи и сравниваются с результатами измерения, к примеру, на исходном эталоне.

Тем не менее, следует отметить, что, позволяя реализовать основное определение метра, он не позволяет достигнуть такой точности, как при использовании интерферометрических методов на базе стабилизированных лазеров. Это связано с тем, что показатель преломления воздуха должен учитываться в обоих методах, если измерение производится в воздухе. Но использование предлагаемого метода для реализации вторичных эталонов, эксплуатируемых в территориальных органах, может быть оправданным по экономическим соображениям.

Список литературы

1. Quinn T.J. //Metrologia. -1999. -36, № 3. -P. 211-244.
2. Азам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. -М.: Мир, 1981. -583 с.
3. Шерклифф У. Поляризованный свет. -М.: Мир, 1965. -256 с.
4. Джерард А., Берч Дж.М. Введение в матричную оптику. -М.: Мир, 1978. -281 с.

THE NEW METHOD OF PRACTICAL REALIZATION OF METRE DEFINITION

A.G.Danelyan, Y.P.Machekhin

The method of realization of high-precision measurement of distance, on which base the standard of a unit of length can be realized, is discussed.

ВІДОМОСТІ ПРО АВТОРІВ

Данелян Аркадій Гайкович – кандидат фізико-математичних наук, начальник лабораторії НВО "Ісари", Тбілісі, Грузія
 Мачехін Юрій Павлович – кандидат фізико-математичних наук, старший науковий співробітник, начальник відділу ХДНДІМ, м. Харків