

## Фемтосекундная лазерная линейка

Д.В.Баснак, А.К.Дмитриев, А.А.Луговой, П.В.Покасов

*Предложен и реализован новый метод идентификации полос пропускания интерферометра, служащих метками на фемтосекундной шкале метра. Экспериментально продемонстрирована возможность создания фемтосекундной лазерной линейки.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный лазер, частота, метр, длина, интерферометр.

### 1. Введение

Достигнутое к настоящему времени в оптике существенное упрощение процедуры частотных измерений при одновременном беспрецедентном повышении их точности [1, 2] связано с использованием фемтосекундных лазеров. Стабилизация межмодового интервала и контроль сдвига гребенки частот излучения, генерируемой лазером с самосинхронизацией мод [3–5], гарантируют погрешность абсолютных частотных измерений в диапазоне от радиоволн до ультрафиолета на уровне погрешностей современных эталонов частоты (времени).

Международное определение единицы времени – секунды – привязано к частоте перехода между двумя уровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома  $^{133}\text{Cs}$ , равной 9192631770 Гц. С определением секунды связано определение единицы длины – метра – как «длины пути, проходимой светом в вакууме за промежуток времени  $1/299792458$  с» [6]. Связь единиц времени и длины выражается через скорость света в вакууме  $c = 299792458$  м/с, которая принята в качестве мировой константы.

Измерение любой физической величины предполагает ее сравнение с эталонным значением. Частота сегодня является наиболее точно измеряемой величиной. А поскольку частота излучения  $\nu$  и длина волны  $\lambda$  связаны простым соотношением  $\lambda = c/\nu$ , переход от  $\nu$  к  $\lambda$  может быть в принципе осуществлен без потери точности.

Для практической реализации единицы длины – метра – чаще всего используется длина волны непрерывного излучения стабилизированного лазера, принятая в каче-

стве эталонной. Значения и погрешности длин волн различных лазерных стандартов периодически пересматриваются, уточняются и рекомендуются Международным комитетом по весам и мерам (CIPM – The Comité International des Poids et Mesures) [6]. Для переноса меры длины от лазерного стандарта к материальному объекту применяются классические схемы оптической интерферометрии, в которых одно из зеркал интерферометра перемещается в пределах измеряемого интервала длины без потери интерференционной картины. Последнее обстоятельство существенно усложняет процедуру измерения длин свыше нескольких метров. Эти проблемы исчезают при использовании фемтосекундных лазеров. В комбинации с интерферометром Фабри – Перо фемтосекундный лазер позволяет синтезировать стандартные длины от микронного диапазона до километровых масштабов и, следовательно, создать единый эталон времени, частоты и длины [7].

Возможность использования лазеров с синхронизацией мод для создания стандартов частоты, времени и длины обсуждается уже давно (см., напр., [3, 8]). Впервые возможность прецизионных измерений длины с помощью фемтосекундного лазера была продемонстрирована в работе [9]. Современное развитие техники генерации ультракоротких лазерных импульсов [10] стимулировало ряд новых предложений по использованию фемтосекундных лазеров для этой цели [7, 11].

В настоящей работе предложен и реализован новый метод идентификации полос пропускания интерферометра, которые могут служить метками на фемтосекундной шкале метра. Экспериментально подтверждена возможность создания единого эталона частоты и длины на основе фемтосекундного лазера и интерферометра Фабри – Перо.

### 2. Физические принципы

Излучение лазера с самосинхронизацией мод представляет собой последовательность световых импульсов, частота повторения которых  $f_{\text{тер}}$  равна межмодовому интервалу  $\Delta\nu$ . В общем случае при каждом обходе резонатора из-за различия фазовой и групповой скоростей распространения импульса возникает набег фазы  $\Delta\varphi$  на несущей частоте  $\nu_0$  относительно максимума огибаю-

**Д.В.Баснак.** Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20; e-mail: basnak@gmail.com

**А.К.Дмитриев.** Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630092 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20; Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: dak@laser.nsc.ru

**А.А.Луговой.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: lugovoy@laser.nsc.ru

**П.В.Покасов.** Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2, e-mail: pokasov@laser.nsc.ru

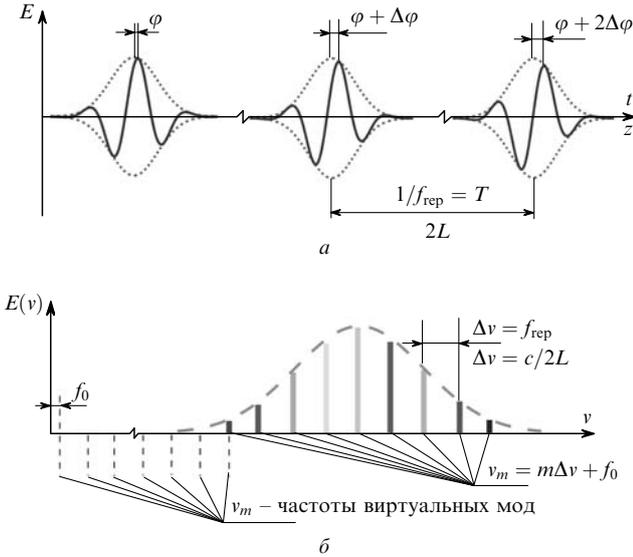


Рис.1. Излучение фемтосекундного лазера. Пространственно-временное (а) и частотное (б) представления.

щей (рис.1,а). Вследствие этого гребенка частот лазера смещена относительно положения мод пустого резонатора на частоту  $f_0 = (\Delta\varphi/2\pi)\Delta\nu$  (рис.1,б).

Поскольку несущая частота  $\nu_0$  совпадает с частотой одной из мод в излучении лазера, то  $\nu_0 = m_0 f_{\text{rep}} + f_0$  ( $m_0$  – номер моды, соответствующий несущей частоте) и, следовательно,  $f_0 = (\nu_0/f_{\text{rep}} - m_0)f_{\text{rep}}$ . Видно, что сдвиг гребенки будет отсутствовать при кратном отношении  $\nu_0$  к  $f_{\text{rep}}$ .

При стабилизации частоты повторения импульсов  $f_{\text{rep}}$  лазера с длиной резонатора  $L$  расстояние между импульсами в вакууме будет также стабильным и равным  $2L = c/f_{\text{rep}}$ . Эта пространственно-временная связь в излучении фемтосекундного лазера и является основой для создания лазерного метра.

Для идеального интерферометра с одинаковыми зеркалами (в предположении, что ширина линии излучения каждой моды лазера много меньше ширины полосы пропускания интерферометра) интенсивность  $I_{\text{tr}}$  прошедшего через интерферометр Фабри–Перо длиной  $l$  излучения фемтосекундного лазера определяется коэффициентами пропускания  $K_m$  всех мод лазера:

$$I_{\text{tr}} = \sum_m I_m K_m, \quad K_m = \{1 + p \sin^2[\pi(m + q)z]\}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь  $I_m$  – интенсивность падающей на интерферометр  $m$ -й моды фемтосекундного лазера; параметр  $p = 4R(1 - R)^{-2}$  определяется коэффициентом отражения зеркал интерферометра  $R$ ;  $q = f_0/f_{\text{rep}}$ ;  $z = l/L$ .

Рассмотрим случай, когда частотный сдвиг фемтосекундной гребенки отсутствует ( $f_0 = 0$ ), а коэффициент отражения зеркал интерферометра близок к единице (т. е.  $p \gg 1$ ).

При равных длинах интерферометра и резонатора лазера ( $l = L$ ) каждая из мод лазера совпадает с соответствующей модой интерферометра, который в данных условиях будет полностью прозрачен (рис.2,а,б). При этом в интерферометре, как и в резонаторе лазера, будет существовать только один импульс.

Если длина интерферометра ровно в два раза больше длины резонатора лазера, то каждая мода лазера «нахо-

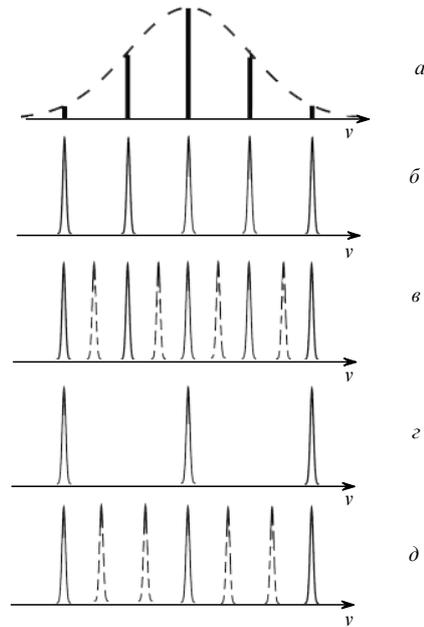


Рис.2. Схема образования основных и дополнительных максимумов полос пропускания интерферометров: спектр излучения фемтосекундного лазера (а) и полосы пропускания интерферометра Фабри–Перо при  $l/L = 1$  (б), 2 (в),  $1/2$  (г) и  $3/2$  (д). Штриховыми кривыми показаны пустые моды интерферометра.

дит» свою полосу пропускания интерферометра, который, как и в предыдущем случае, будет полностью прозрачен. В отличие от предыдущего случая каждая вторая мода интерферометра теперь будет пустой, т. е. через нее не будет проходить излучение (рис.2,а,в), а в интерферометре одновременно будут распространяться два импульса.

При любом целочисленном отношении длины интерферометра к длине резонатора лазера ( $l/L = n$ ) каждая из мод лазера совпадает с соответствующей модой интерферометра, а доля пустых мод интерферометра в области генерации будет равна отношению  $(n - 1)/n$ . Соответствующие этим условиям максимумы пропускания, называемые основными [7], при перемещении одного из зеркал интерферометра будут располагаться через интервал  $L$ . Следует отметить, что увеличение длины интерферометра приводит к сужению его полосы пропускания, если коэффициенты отражения зеркал неизменны. Это обстоятельство накладывает более жесткие условия на ширину линии излучения отдельной моды лазера.

Если же длина интерферометра в два раза меньше длины резонатора лазера ( $l/L = 1/2$ ), то появится дополнительный максимум. При этом только каждая вторая мода лазера совпадает с соответствующей модой интерферометра (рис.2,а,г), коэффициент пропускания которого  $K$  будет равен  $1/2$ . Вторая половина мод лазера будет полностью отражаться от интерферометра.

Отношение длин  $l/L = 3/2$  (рис.2,а,д) дает такое же пропускание, как и в предыдущем случае. Аналогично случаю  $l/L = 2$  каждая вторая мода интерферометра является пустой и в нем одновременно распространяются два импульса.

В общем случае при отношениях длин интерферометра и резонатора лазера  $l/L = n \pm b/d$ , где  $b/d$  – простая дробь, коэффициент пропускания интерферометра в этих точках определяется простым соотношением

$$K\left(\frac{l}{L} = n \pm \frac{b}{d}\right) = \frac{I_{tr}}{I_{in}} = \frac{1}{d}, \quad (2)$$

где  $I_{in} = \sum_m I_m$ .

Соотношение (2) не выполняется для низкодобротного интерферометра, когда ширина его полосы пропускания порядка или больше области свободной дисперсии, поскольку в этом случае моды лазера, лежащие между полосами пропускания интерферометра, имеют заметное пропускание. В результате для отличного от единицы значения  $d$  коэффициент пропускания будет больше, чем предсказывается выражением (2), и, следовательно, идентификация максимумов по коэффициенту пропускания становится затруднительной.

Процедура идентификации становится существенно надежней, если анализировать интерференционную картину в окрестности основных и дополнительных максимумов. Как можно видеть из рис.2,а и б, при перестройке длины интерферометра вблизи первого основного максимума ( $l/L = 1$ ) наблюдается интерференционная картина, схожая с получаемой при использовании монохроматического излучения. Имеют место боковые максимумы, которые отстоят от основного и друг от друга на расстояние  $\Delta = \lambda_0/2$ , где  $\lambda_0$  – длина волны излучения лазера, соответствующая частоте несущей  $\nu_0$ . Отличие состоит в том, что амплитуды боковых максимумов падают по мере удаления от основного максимума, поскольку расхождение между межмодовыми интервалами лазера и интерферометра увеличивается пропорционально величине отстройки. Другими словами, наблюдается гребенка полос пропускания, которую по аналогии с первым основным максимумом будем называть первой основной гребенкой. При этом максимум огибающей полос пропускания совпадает с основным максимумом.

Точное отношение  $l/L = 2$  соответствует второму основному максимуму. Перестройка длины интерферометра на  $\lambda_0/2$  приводит к такому смещению его полос на частотной шкале, что с модами лазера начинает совпадать соседняя группа полос пропускания интерферометра, которые до этого были пустыми (рис.2,а,в). Как и в предыдущем случае, амплитуды боковых полос падают по мере их удаления от второго основного максимума.

Если  $l/L = 1/2$ , то перестройка длины интерферометра на  $\lambda_0/2$  приводит к смещению полос пропускания интерферометра на величину, равную двойному межмодовому интервалу лазера (рис.2,а,г). Это означает, что в интерференционной картине соседние полосы пропускания будут расположены в два раза чаще, чем в предыдущем случае, т.е. на расстоянии  $\lambda_0/4$ .

Из рис.2,а и д видно, что перестройка длины интерферометра вблизи точки с отношением длин  $l/L = 3/2$  будет давать такую же интерференционную картину, как и для отношения  $l/L = 1/2$ .

В общем случае при изменении длины интерферометра в окрестности точки с отношением  $l/L = n \pm b/d$  интервал между соседними полосами интерференционной картины

$$\Delta\left(\frac{l}{L} = n \pm \frac{b}{d}\right) = \frac{\lambda_0}{2d}. \quad (3)$$

Создание более мелкой сетки на фемтосекундной шкале длины связано с увеличением параметра  $d$ , а следовательно, и с уменьшением интервала между сосед-

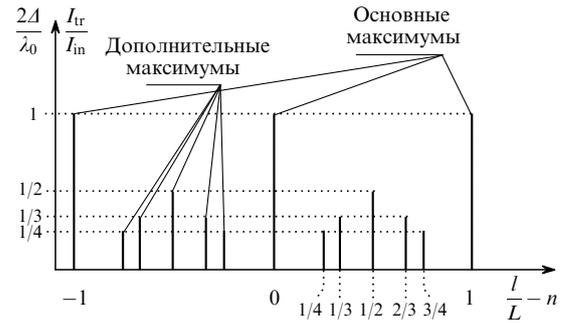


Рис.3. Расположение основных и дополнительных максимумов на фемтосекундной лазерной линейке.

ними полосами интерференционной картины. Это, в конце концов, приведет к замыванию интерференционной картины и к невозможности идентификации метки.

В отличие от случая монохроматического излучения, при котором расстояние между максимумами пропускания интерферометра равно половине длины волны излучения лазера, для фемтосекундной лазерной линейки расстояние между основными полосами пропускания является макроскопической величиной, равной длине резонатора лазера. Вместе с тем на фемтосекундной шкале длины наряду с метками, соответствующими основным максимумам пропускания, будут располагаться и дополнительные максимумы (рис.3), которые позволят создать дробную структуру линейки.

Таким образом, выбрав соответствующую частоту повторения импульсов (т.е. длину резонатора лазера), можно реализовать фемтосекундную лазерную линейку с заданным интервалом между основными максимумами пропускания, равным в том числе 1 м.

### 3. Схема эксперимента

Основными элементами экспериментальной схемы являлись фемтосекундный лазер и интерферометр Фабри–Перо. В качестве источника излучения использовался фемтосекундный лазер на Сг:форстерите с длиной волны 1.24 мкм, длительностью импульса 40 фс, шириной спектра  $\sim 40$  нм и средней мощностью излучения 500 мВт. Длина резонатора лазера равнялась 150 см. В течение эксперимента интенсивность излучения фемтосекундного лазера поддерживалась постоянной путем стабилизации мощности диодного лазера накачки.

Интерферометр был образован плоскими зеркалами с коэффициентами пропускания в области генерации лазера  $\sim 7\%$ . Специальная оптическая развязка между лазером и интерферометром отсутствовала. Для снижения влияния излучения, отраженного от интерферометра в резонатор лазера, были приняты следующие меры. Во-первых, использовалась делительная пластинка, так что на интерферометр поступало только 4% мощности лазера. Во-вторых, не проводилось согласования лазерного пучка с интерферометром.

Эксперименты были выполнены для разных длин интерферометра. С целью реализации больших (свыше 1.5 м) длин интерферометра использовалась складная оптическая схема с дополнительными плоскими поворотными зеркалами. Требуемая длина интерферометра предварительно устанавливалась с помощью линейки, а далее – перемещением одного из зеркал, расположенного на юстировочной головке с микровинтом. Прецизионное

сканирование базы интерферометра осуществлялось путем подачи переменного напряжения с частотой 50 Гц и амплитудой 150 В на пьезокерамику, к которой было приклеено второе зеркало интерферометра. Для калибровки зависимости перемещения пьезокерамики от напряжения использовалось излучение одночастотного гелий-неонового лазера ( $\lambda = 633$  нм).

Запись интерференционной картины на выходе интерферометра осуществлялась с помощью цифрового осциллографа. Время реализации записи определялось периодом синусоидального напряжения и было менее 10 мс. На Y-вход осциллографа поступал сигнал с фотодиода, регистрирующего интенсивность прошедшего через интерферометр излучения лазера. Величина напряжения на пьезокерамике регистрировалась на X-входе осциллографа.

#### 4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В наших экспериментах смещение гребенки частот излучения фемтосекундного лазера не контролировалось, поэтому в общем случае  $f_0 \neq 0$ . При этом в качестве метки для лазерной линейки выступал не максимум одной из интерференционных полос, а максимум огибающей, точность определения положения которого во столько раз хуже, во сколько раз ширина огибающей больше ширины полосы пропускания интерферометра.

На рис.4,а показана запись первой основной гребенки полос пропускания интерферометра ( $l/L = 1$ ), представляющая собой зависимость интенсивности прошедшего света от перемещения зеркала  $\delta l$ . Серия записей показала, что статистическая погрешность определения максимума огибающей составила 50 нм. Интервалы между полосами равны 0.62 мкм, т. е. половине длины волны излучения лазера  $\lambda_0/2$ .

Для второй основной гребенки полос пропускания интерферометра вблизи точки  $l/L = 2$  (рис.4,б) интервал

между полосами тот же, что и в предыдущем случае. Несколько меньшая контрастность картины связана с худшим согласованием фазового фронта излучения лазера с основной модой интерферометра.

При отношении длин интерферометра и лазера  $l/L = 1/2$  (рис.4,в) полосы пропускания расположены в два раза чаще, так что расстояние между ними равно  $\lambda_0/4$ . Обращает на себя внимание тот факт, что максимальный коэффициент пропускания для этой гребенки полос больше, чем предсказывается выражением (2), что объясняется низкой добротностью интерферометра.

В области длины интерферометра, соответствующей отношению  $l/L = 3/2$ , интервал между полосами также равен  $\lambda_0/4$ , а коэффициент пропускания больше предсказываемого формулой (2).

Кроме того, были осуществлены записи интерференционных картин вблизи отношений  $l/L = 1/3$ ,  $2/3$  и  $4/3$ . Расстояние между соседними полосами во всех этих случаях составляло  $\lambda_0/6$ . При этом отношение сигнал/шум падало, что было обусловлено уменьшением интервала между полосами пропускания интерферометра.

#### 5. Заключение

Выполненные экспериментальные исследования показали, что фемтосекундный лазер в комбинации с интерферометром Фабри–Перо позволяет реализовать единый эталон времени, частоты и длины. Наряду с основными и дополнительными максимумами в качестве меток для фемтосекундной лазерной линейки можно использовать максимумы огибающих основных и дополнительных гребенок полос пропускания интерферометра. Достигнутая погрешность определения положения метки 50 нм может быть уменьшена, во-первых, за счет использования более добротного интерферометра и, во-вторых, при компенсации сдвига гребенки частот  $f_0 = 0$  [7]. Интервал между полосами пропускания интерферометра позволяет идентифицировать основные и дополнительные гребенки полос пропускания интерферометра.

Авторы благодарят Е.В.Бакланова за полезное обсуждение и замечания, А.А.Иванова, С.В.Чепурова за помощь в проведении эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17039, 05-02-17076, 05-02-39032-ГФЕН\_а).

- Hall J.L. *Rev. Mod. Phys.*, **78** (4), 1279 (2006).
- Hänsch T.W. *Rev. Mod. Phys.*, **78** (4), 1297 (2006).
- Chebotayev V.P., Klementyev V.M., Pylytsin O.I., Zakhariash V.F. *Appl. Phys. B*, **54**, 98 (1992).
- Reichert J., Holzwarth R., Udem Th., Niering M., Weitz M., Hänsch T.W. *Opt. Commun.*, **172**, 59 (1999).
- Diddams S.A., Jones D.J., Ye J., Cundiff S.T., Hall J.L., Ranka J.K., Windeler R.S., Holzwarth R., Udem Th., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5102 (2000).
- Quinn T.J. *Metrologia*, **40**, 103 (2003).
- Бакланов Е.В., Дмитриев А.К. *Квантовая электроника*, **32**, 925 (2002).
- Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Пыльцын О.И., Чеботаев В.П. *Квантовая электроника*, **19**, 604 (1992).
- Kaoru Minoshima, Hirokazu Matsumoto. *Appl. Opt.*, **39**, 5512 (2000).
- Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31**, 95 (2001).
- Jun Ye. *Opt. Lett.*, **29**, 1153 (2004).

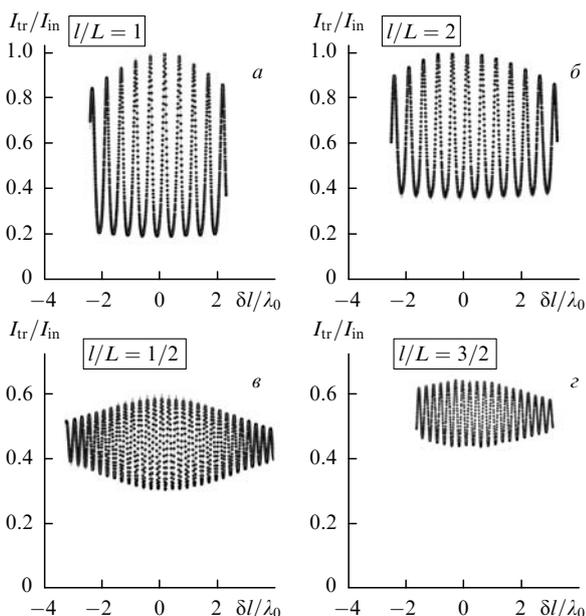


Рис.4. Записи пропускания интерферометра для первой основной гребенки (а), второй основной гребенки (б) и дополнительных гребенок (в и з). Точки – эксперимент, сплошная линия – расчет.