

Частотная стабилизация продольных мод фемтосекундного лазера с помощью опорного лазерного источника

С.Н.Багаев*, В.С.Пивцов*, А.М.Жёлтиков**

Предложен метод решения ключевой для фемтосекундной метрологии проблемы устранения частотного сдвига, связанного с внутррезонаторной дисперсией источника фемтосекундных частотных гребенок. Предлагаемый метод стабилизации межмодового интервала между спектральными компонентами, генерируемыми фемтосекундным лазером в режиме синхронизации мод, основан на фазовой привязке разности частот пары спектральных компонент к частоте излучения опорного лазера. Введение в схему стабилизации частотных гребенок нелинейно-оптического кристалла для удвоения частоты фемтосекундных импульсов позволяет решить проблему устранения частотного сдвига, связанного с внутррезонаторной дисперсией источника фемтосекундных импульсов, открывая тем самым возможность стабилизации абсолютных частот эквидистантных спектральных компонент, генерируемых фемтосекундными лазерами. Излучение опорного лазерного стандарта частоты при этом играет роль анкера фемтосекундного часового механизма.

Ключевые слова: оптическая метрология, сверхкороткие импульсы, нелинейная оптика.

1. Введение

Использование частотных гребенок, генерируемых фемтосекундными лазерами в режиме синхронизации мод, для высокоточных оптических измерений [1–5] и создания оптических часов [6, 7] привело в последние годы к революционным изменениям в области оптической метрологии, позволив радикально упростить метрологические измерения с идейной и технической точек зрения. Идея использования синхронизованных мод лазерных источников для высокоточных измерений частоты была высказана более двадцати лет назад в работах Бакланова и Чеботаева [8] (см. также [9]) и в работах группы Хэнша [10]. Однако практическая реализация этого подхода стала возможна лишь в последние годы благодаря стремительному развитию фемтосекундных лазеров (см. обзор [11]) и появлению волокон нового типа [12–16].

Наиболее распространенные способы получения стабилизированных частотных гребенок для высокоточных измерений предполагают применение оптических волокон для спектрального сужения частотных гребенок, генерируемых фемтосекундными лазерами в режиме синхронизации мод [3, 5, 7, 17]. Подобный подход позволяет получать наборы дискретных спектральных компонент в широкой области частот, превышающей октаву. В недавних экспериментах [18], выполненных с использованием обладающих перетяжкой волокон [16], спектральное уширение спектра неусиленного излучения хромфорстеритового лазера на выходе волокна превысило две октавы. Межмодовый интервал в таких частотных гре-

бенках, как показано в работах [6, 7], может быть стабилизирован с помощью излучения опорного He–Ne/CH₄-лазера.

Существенный недостаток описанного выше подхода связан с тем, что спектральное уширение сверхкоротких импульсов в оптических волокнах часто является результатом совместного действия различных нелинейно-оптических процессов [7]. Фазовая самомодуляция фемтосекундных импульсов может при этом сопровождаться вынужденным комбинационным рассеянием, возникновением модуляционных нестабильностей и ударных волн огибающей и другими нелинейно-оптическими явлениями, приводящих к флуктуациям спектральных компонент и нарушению эквидистантности частотных гребенок. Принципиальным в связи с этим является вопрос о возможности получения стабилизированных частотных гребенок для высокоточных оптических измерений без использования оптических волокон.

В настоящей работе будет показано, что предложенная и реализованная ранее концепция фемтосекундных часов, основанная на стабилизации с помощью опорного He–Ne/CH₄-лазера частотного интервала между парой мод в уширенном спектре пуга фемтосекундных импульсов, не только позволяет обеспечить стабилизацию межмодового интервала, но и открывает возможность создания схем для высокоточных измерений частоты на основе источников сверхкоротких импульсов без использования оптоволоконных элементов. Мы покажем также, что введение в схему стабилизации частотных гребенок нелинейно-оптического кристалла для удвоения частоты фемтосекундных импульсов позволяет решить ключевую для высокоточных оптических измерений проблему устранения частотного сдвига, связанного с внутррезонаторной дисперсией источника фемтосекундных импульсов, и стабилизации абсолютных значений частот спектральных компонент, генерируемых фемтосекундными лазерами.

*Институт лазерной физики, СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева 13/3

**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; e-mail: zheltikov@top.phys.msu.ru

2. Стабилизация межмодового интервала: режим сверхкоротких световых импульсов

Рассмотрим метод стабилизации межмодового интервала между спектральными компонентами, генерируемыми фемтосекундным лазером в режиме синхронизации мод, путем фазовой привязки разности частот этих компонент к частоте опорного источника.

Идея предлагаемого метода стабилизации частотных гребенок заключается в следующем. Аналогично методике, реализованной в работах [1–7], для измерений используется эквидистантный набор спектральных компонент (рис.1), соответствующий последовательности сверхкоротких световых импульсов, которые генерируются фемтосекундным лазером, работающим в режиме синхронизации мод. Вследствие влияния эффектов дисперсии внутри резонатора фемтосекундного лазера частота j -й компоненты ν_j частотной гребенки не является величиной, кратной межмодовому интервалу $\Delta\nu$ (рис.1), и определяется следующим выражением [17, 19]:

$$\nu_j = j\Delta\nu + \nu_0, \quad (1)$$

где ν_0 – сдвиг частоты, связанный с эффектами внутрирезонаторной дисперсии (в частности, возникающий вследствие разности групповой и фазовой скоростей внутри лазерного резонатора сдвиг фазы $\Delta\varphi$ приводит к частотному сдвигу, равному $\Delta\varphi/2\pi T$, где T – время обхода резонатора [17, 19]).

Как показано в [6, 7], частотный интервал $\Delta\nu$ между модами ν_m и ν_n гребенки, генерируемой фемтосекундным лазером, может быть стабилизирован путем фазовой привязки разности частот этих мод к частоте излучения опорного источника ν_r . Данная задача может быть решена с помощью генерации суммарной частоты $\nu_m + \nu_r$ (рис.1) либо разностной частоты $\nu_n - \nu_m$ в нелинейном кристалле. Очевидно, что для осуществления этого способа стабилизации межмодового интервала спектр мод, генерируемых фемтосекундным лазером, должен перекрывать частотный интервал, соответствующий частоте ν_r опорного лазера (рис.1). В частности, в экспериментах [7] стабилизация межмодового интервала достигалась при помощи излучения стабилизированного He–Ne/CH₄-лазера с длиной волны 3.39 мкм. При такой длине волны излучения опорного источника ширина спектра, генерируемого фемтосекундным лазером, должна превышать 88.5 ТГц. Для выполнения этого условия в работе [7] использовалось явление спектрального уширения сверхко-

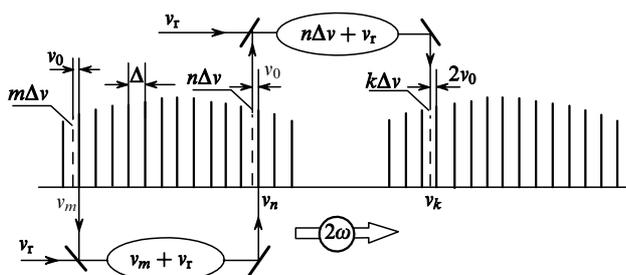


Рис.1. Принципиальная схема стабилизации межмодового интервала и устранения частотного сдвига, связанного с внутрирезонаторной дисперсией в частотной гребенке, генерируемой фемтосекундным лазером в режиме синхронизации мод.

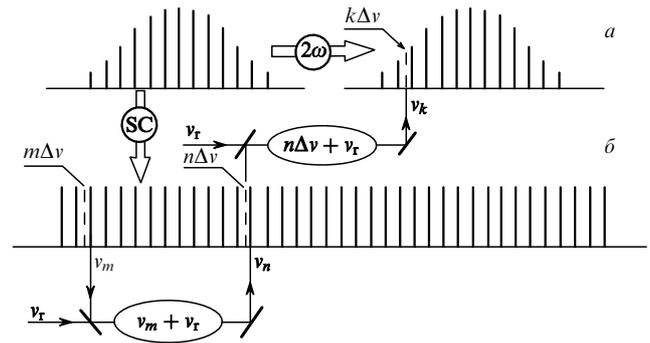


Рис.2. Принципиальная схема стабилизации межмодового интервала и устранения частотного сдвига, связанного с внутрирезонаторной дисперсией в частотной гребенке, получаемой на выходе лазерного источника сверхкоротких импульсов в режиме синхронизации мод (а) и на выходе оптического волокна, осуществляющего спектральное уширение частотной гребенки (б).

ротких импульсов в волокнах, обладающих перетяжкой.

Представляется чрезвычайно важным отметить, что продемонстрированная в работе [7] возможность стабилизации межмодового интервала частотных гребенок, генерируемых фемтосекундными лазерами, при помощи излучения с длиной волны 3.39 мкм открывает возможность проведения высокоточных измерений частоты и без использования оптических волокон. Процедура стабилизации межмодового интервала в частотных гребенках, получаемых на выходе лазерного источника сверхкоротких импульсов в режиме синхронизации мод и на выходе оптического волокна, проиллюстрирована рис.2. Возможность исключения из измерительных схем волоконно-оптических элементов, предназначенных для спектрального уширения частотных гребенок, может быть проиллюстрирована с помощью рассмотренного выше примера, в котором стабилизация межмодового интервала достигалась с использованием излучения He–Ne/CH₄-лазера с длиной волны 3.39 мкм. В самом деле, спектральный интервал 90 ТГц соответствует длительности импульсов примерно 11 фс. Современные источники сверхкоротких световых импульсов позволяют получать последовательности подобных импульсов непосредственно на выходе лазерного генератора [11, 20–22].

3. Устранение частотного сдвига, связанного с эффектами внутрирезонаторной дисперсии

Метод стабилизации, предложенный и реализованный в работах [6, 7], а также возможность избежать использования оптоволоконных элементов, рассмотренная в разд.2, позволяют стабилизировать межмодовый интервал $\Delta\nu$ в спектре излучения фемтосекундных лазеров, однако абсолютная частота мод при этом может оставаться нестабильной.

Для решения этой проблемы потребуется удвоить частоту излучения фемтосекундного источника с помощью нелинейного кристалла. Генерация второй гармоники приводит к возникновению нового набора эквидистантных спектральных компонент ν_k (рис.1, 2), частоты которых описываются соотношением

$$\nu_k = k\Delta\nu + 2\nu_0. \quad (2)$$

Общая идея стабилизации абсолютной частоты мод в измерительной частотной гребенке основана на фазовой привязке к частоте излучения опорного источника ν_r разности частот одной из низкочастотных компонент гребенки, соответствующей излучению второй гармоники, и одной из высокочастотных компонент гребенки, соответствующей излучению основной частоты. Математически условие подобной фазовой привязки записывается в следующем виде:

$$\nu_n + \nu_r = \nu_k. \quad (3)$$

Предполагая, что межмодовый интервал $\Delta\nu$ уже стабилизирован с помощью излучения того же опорного источника с частотой ν_r (рис.1), получаем $\nu_r = N\Delta\nu$ (N – целое число), откуда следует

$$M\Delta\nu + \nu_0 = 0, \quad (4)$$

где $M = k - n - N$ – целое число.

Так как $\nu_0 < \Delta\nu$, соотношение (4) автоматически означает устранение частотного сдвига, связанного с внутрирезонаторной дисперсией источника фемтосекундных импульсов, и стабилизацию абсолютных частот мод, генерируемых фемтосекундными лазерными источниками.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что проблема устранения частотного сдвига ν_0 была решена ранее в работах [5, 17, 23]. Решение, предложенное в этих работах, основывалось на спектральном сужении фемтосекундных частотных гребенок в микроструктурированном волокне. Принципиальные отличия рассматриваемого в настоящей работе метода стабилизации абсолютных частот связаны со специальными мерами, принимаемыми для стабилизации межмодового интервала $\Delta\nu$. Данное обстоятельство представляется особенно важным в условиях, когда спектральное уширение частотных гребенок, генерируемых фемтосекундными лазерами, достигается за счет использования нелинейно-оптических процессов в оптических волокнах (см. рис.2). Межмодовый интервал в этих условиях может быть подвержен изменениям вследствие дисперсии, модуляционных нестабильностей, образования ударных волн огибающей и т. д. [7, 24, 25]. Как будет показано ниже (разд.4), еще одно важное отличие рассматриваемого здесь метода стабилизации спектра мод, генерируемого фемтосекундным лазером, связано с возможностью реализации этого метода на базе источников сверхкоротких импульсов без использования оптических волокон.

С экспериментальной точки зрения предложенный метод стабилизации абсолютных частот эквидистантных наборов спектральных компонент, соответствующих последовательностям фемтосекундных импульсов, может быть реализован с использованием тех же технических средств, что и метод стабилизации межмодового интервала $\Delta\nu$ [6, 7]. Усложнение экспериментальной схемы связано с введением нелинейно-оптического кристалла для генерации второй гармоники и системы фазовой привязки разности частот пары спектральных компонент из набора мод, соответствующих излучению второй гармоники и основной частоты. Принципиальным, однако, является вопрос о возможности реализации предложенного метода стабилизации абсолютной частоты без уширения частотных гребенок в оптических волокнах.

4. Стабилизация частотных гребенок, генерируемых источниками предельно коротких импульсов

Как показано выше, для устранения сдвига частот ν_0 , связанного с внутрирезонаторной дисперсией, необходимо достичь фазовой привязки к частоте опорного источника пары спектральных компонент в частотных гребенках второй гармоники и основного излучения. Выберем с достаточной степенью произвольности спектральные компоненты с частотами $\nu_n = \nu_c + 1/2\tau$ и $\nu_k = 2\nu_c - 1/\sqrt{2}\tau$ в гребенках основной частоты и второй гармоники соответственно (рис.1). Воспользовавшись выражением (3), получим, что длительность импульса τ , при которой спектральный интервал, перекрываемый частотой опорного источника ν_r , соответствует спектральному интервалу между выбранными частотными компонентами ν_n и ν_k , может быть найдена из следующего выражения:

$$\frac{c}{\lambda} - \frac{1.2}{\tau} \approx \nu_r. \quad (5)$$

При $\nu_r \approx 90$ ТГц (частота излучения He–Ne/CH₄-лазера) выражение (5) приводит к следующим ограничениям длительностей импульсов излучения лазеров на сапфире с титаном ($\lambda_{\text{Ti:S}} \approx 800$ нм) и хром-форстерите ($\lambda_{\text{Cr:F}} \approx 1.3$ мкм): $\tau_{\text{Ti:S}} \leq 4.1$ фс, $\tau_{\text{Cr:F}} \leq 8.1$ фс. Таким образом, частотный сдвиг, связанный с внутрирезонаторной дисперсией, может быть устранен в случае излучения хром-форстеритового лазера при длительности импульсов порядка 5–10 фс.

Требования к длительности импульса могут быть существенно ослаблены, если для стабилизации абсолютной частоты воспользоваться излучением второй гармоники опорного лазера. В этом случае условие (5) оказывается слабее требования, связанного с равенством (3), для излучения хром-форстеритового лазера ($\tau_{\text{Cr:F}} \leq 19$ фс) и приводит к условию $\tau_{\text{Ti:S}} \leq 6$ фс для излучения лазера на сапфире с титаном.

5. Заключение

Таким образом, рассмотренное в настоящей работе обобщение концепции фемтосекундных часов [6, 7], основанной на стабилизации с помощью опорного He–Ne-лазера частотного интервала между парой мод в уширенном спектре цуга фемтосекундных импульсов, не только позволяет достичь стабилизации межмодового интервала, но и открывает возможность создания схем для высокоточных измерений частоты на базе источников сверхкоротких импульсов без использования оптоволоконных элементов, обеспечивающих спектральное уширение лазерных импульсов. Реализация подобного подхода позволит устранить источники погрешностей высокоточных измерений частоты, связанные с модуляционными неустойчивостями, ударными волнами огибающей и другими физическими процессами, характерными для спектрального уширения фемтосекундных импульсов в оптических волокнах.

Выполненный анализ показывает, что введение в схему стабилизации частотных гребенок нелинейно-оптического кристалла для удвоения частоты фемтосекундных импульсов позволяет решить ключевую для высокоточных оптических измерений проблему устранения частот-

ного сдвига, связанного с внутривибрационной дисперсией источника фемтосекундных импульсов, открывая тем самым возможность стабилизации абсолютных значений частот эквидистантных спектральных компонент, генерируемых фемтосекундными лазерами.

Сделанные оценки указывают на возможность создания оптических систем для высокоточных измерений частоты, времени и длины на основе лазерных источников импульсов длительностью 5–10 фс.

Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента Российской Федерации, гранта РФФИ № 00-02-17567, гранта Volkswagen Foundation I/76 869, грантов CRDF № RP2-2266 и № RP2-2275, а также гранта Государственной научно-технической программы Российской Федерации «Фундаментальная метрология».

1. Udem Th., Reichert J., Holzwarth R., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3568 (1999).
2. Reichert J., Niering M., Holzwarth R., Weitz M., Udem Th., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3232 (2000).
3. Diddams S.A., Jones D.J., Jun Ye, Cundiff S.T., Hall J.L., Ranka J.K., Windeler R.S., Holzwarth R., Udem T., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5102 (2000).
4. Jones D.J., Diddams S.A., Ranka J.K., Stentz A., Windeler R.S., Hall J.L., Cundi S.T. *Science*, **288**, 635 (2000).
5. Holzwarth R., Udem T., Hänsch T.W., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 2264 (2000).
6. Bagayev S.N., Chepurov S.V., Klementyev V.M., Kuznetsov S.A., Pivtsov V.S., Pokasov V.V., Zakharyash V.F. *Appl. Phys. B*, **70**, 375 (2000).
7. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Chepurov S.V., Dychkov A.S., Klementyev V.M., Kolker D.B., Kuznetsov S.A., Matyugin Yu.A., Okhapkin M.V., Pivtsov V.S., Skvortsov M.N., Zakharyash V.F., Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J., Zheltikov A.M. *Laser Phys.*, **11**, 1270 (2001).
8. Baklanov Ye.V., Chebotayev V.P. *Appl. Phys.*, **12**, 97 (1977).
9. Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Klementyev V.M., Pylytsin O.I. *Proc. X Int. Conf. on Laser Spectroscopy* (Font-Romeau, France, 1991).
10. Eckstein J.N., Ferguson A.I., Hänsch T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **40**, 847 (1978).
11. Brabec T., Krausz F. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 545 (2000).
12. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996).
13. Knight J.C., Broeng J., Birks T.A., Russell P.St.J. *Science*, **282**, 1476 (1998).
14. Cregan R.F., Mangan B.J., Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Roberts P.J., Allan D.C. *Science*, **285**, 1537 (1999).
15. Федотов А.Б., Желтиков А.М., Мельников Л.А., Тарасевич А.П., вон дер Линде Д. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 281 (2000); Алфимов М.В., Желтиков А.М., Иванов А.А., Белоглазов В.И., Кириллов В.А., Магницкий С.А., Тарасишин А.В., Федотов А.Б., Мельников Л.А., Скибина Н.В. *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 714 (2000); Желтиков А.М. *УФН*, **43**, 1203 (2000).
16. Birks T.A., Wadsworth W.J., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1415 (2000).
17. Udem T., Reichert J., Holzwarth R., Diddams S., Jones D., Jun Ye, Cundi S., Hänsch T., Hall J. In: *The Hydrogen atom: precision physics of simple atomic physics* (Berlin: Springer, 2000, p. 125).
18. Акимов Д.А., Федотов А.Б., Подшивалов А.А., Желтиков А.М., Иванов А.А., Алфимов М.В., Багаев С.Н., Пивцов В.С., Биркс Т.А., Вадсворт В.Д., Расселл Ф.Ст.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 460 (2001).
19. Reichert J., Holzwarth R., Udem Th., Hänsch T.W. *Opt. Commun.*, **172**, 59 (1999).
20. Xu L., Tempea G., Poppe A., Lenzner M., Spielmann Ch., Krausz F., Stingl A., Ferencz K. *Appl. Phys. B*, **65**, 151 (1997).
21. Sutter D.H., Steinmeyer G., Gallmann L., Matuschek N., Morier-Genoud F., Keller U., Scheuer V., Angelow G., Tschudi T. *Opt. Lett.*, **24**, 631 (1999).
22. Apolonski A., Poppe A., Tempea G., Spielmann Ch., Udem Th., Holzwarth R., Hänsch T.W., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 740 (2000).
23. Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hänsch T.W. *Laser Phys.*, **11**, 1100 (2001).
24. Agrawal G.P. *Nonlinear fiber optics* (Boston: Academic, 1989).
25. Nakazawa M., Tamura K., Kubota H., Yoshida E. *Opt. Fiber Technol.*, **4**, 215 (1998).