

Отражение атто- и фемтосекундных импульсов рентгеновского излучения от аперидического многослойного зеркала

И. Л. Бейгман, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин¹⁾

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2001 г.

Исследуется отражение фемто- и аттосекундных импульсов мягкого и жесткого рентгеновского излучения от многослойных структур (МС). Формулируются условия, при которых отражение не меняет существенно форму и длительность импульса. Рассмотрены оптимизация МС с точки зрения отражения предельно коротких импульсов и возможность сжатия chirпированных импульсов. Показано, что возможно достижение коэффициентов отражения по мощности, существенно больших единицы. Рассчитаны аперидические МС, способные эффективно отразить импульсы, содержащие всего три периода волны.

PACS: 07.85.Fv, 41.50.+h

В последние годы растет интерес к генерации фемто- и аттосекундных импульсов рентгеновского излучения. Такие импульсы могут генерироваться при резонансном взаимодействии лазерного пучка и встречного релятивистского пучка ионов [1]. Высказана идея о генерации субфемтосекундных (~ 0.1 фс) импульсов мягкого рентгеновского (МР) излучения при когерентной генерации высоких гармоник лазерного излучения, проведено численное моделирование этого процесса [2]. Недавно удалось существенно повысить эффективность генерации высоких гармоник фемтосекундного лазера (~ 1 нДж за импульс, $\hbar\omega \sim 45\text{--}50$ эВ) и получить МР импульсы фемтосекундной длительности (1.8 фс) [3–5].

Одними из наиболее эффективных элементов рентгеновской оптики являются многослойные структуры (МС), хорошо отражающие МР излучение при нормальном падении и жесткое рентгеновское излучение при не очень малых углах скользющего падения. В данной работе мы рассмотрим отражение атто- и фемтосекундных импульсов рентгеновского излучения от МС и обратим особое внимание на отражение предельно коротких импульсов, включающих всего несколько периодов волны. При этом следует иметь в виду два обстоятельства:

Во-первых, минимальная относительная ширина спектра импульса приблизительно равна отношению периода волны к длительности импульса, $\delta\omega_p/\omega_0 \sim T/\tau$ (здесь ω_0 – несущая частота, $\delta\omega_p$ – ширина спектра, T – период волны, τ – длительность импульса). Так, если импульс содержит всего несколько циклов колебаний (few-cycle pulse), то ширина спек-

тра сопоставима с несущей частотой. Отражение от периодических МС имеет резонансную зависимость от частоты ($\Delta\omega/\omega_0 \sim 0.05\text{--}0.01$), поэтому эффективное отражение возможно лишь для импульсов, содержащих не менее нескольких десятков периодов волны. Для отражения предельно коротких рентгеновских импульсов необходимо использовать МС с широким спектром отражения, что возможно в классе аперидических МС [6–8]. Недавно была рассчитана, синтезирована и испытана такая МС с полосой отражения 125–250 Å [9].

Во-вторых, отражение различных спектральных компонентов сигнала происходит, условно говоря, на различной глубине МС. Это обуславливает задержку импульса и изменение его временной формы при отражении. Другими словами, групповая задержка t_g обуславливает задержку отраженного импульса относительно падающего, а ее дисперсия искажает и удлиняет отраженный импульс. В то же время, это обстоятельство может быть использовано для укорочения длительности и увеличения мощности chirпированного импульса при помощи широкополосной аперидической МС специального вида.

Рассмотрим отражение относительно длинного импульса с несущей частотой ω_0 , спектральная ширина которого, $\delta\omega_p$, обусловлена его длительностью (bandwidth-limited pulse) и много уже полосы отражения МС: $\delta\omega_p \sim 2\pi/\tau \ll \Delta\omega$. Пусть $r(\omega) = |r(\omega)| \exp[i\Phi(\omega)]$ – комплексный амплитудный коэффициент отражения какой-либо (не обязательно периодической) МС, а $\Phi(\omega)$ – его фаза. Тогда задержка отраженного импульса относительно падающего есть $t_g = d\Phi(\omega)/d\omega|_{\omega=\omega_0}$, а “расплывание” во времени определяется дисперсией групповой задержки

¹⁾e-mail: ragozin@sci.lebedev.ru

и его спектральной шириной: $\sim (dt_g/d\omega)\delta\omega_p$. Расплывание импульса может быть особенно существенным для широкополосных зеркал, если только при решении обратной задачи многослойной оптики не накладывается требование постоянства групповой задержки. Время t_g можно выразить через эффективную глубину $L_{\text{эф}}$, на которой возникает отражение: $t_g = mN_{\text{эф}}T/2$, где $N_{\text{эф}}$ – номер монослоя, соответствующий $L_{\text{эф}}$, а m – порядок отражения, обычно равный единице. Ограничение числа слоев МС ниже $N_{\text{эф}}$ сопряжено с потерей эффективности и не может рассматриваться как кардинальное решение проблемы.

Цель данной работы – исследовать численными методами отражение атто- и фемтосекундных импульсов от МС. Будут рассмотрены пути преодоления ограничений на отражение предельно коротких сигналов. Основная идея состоит в поиске аперидических МС, обладающих одновременно широким ($\Delta\omega/\omega \sim 1/2$) спектром отражения и специальной зависимостью групповой задержки от частоты. Такая постановка вопроса отвечает обратной задаче многослойной оптики с учетом модуля и фазы $r(\omega)$.

Метод расчета частично описан в [7]. Полагалось, что МС состоит из N чередующихся слоев материалов А и В. Моделирование отражения импульса от заданной МС включало следующие основные этапы:

- расчет комплексного амплитудного коэффициента отражения $r(\omega)$ как функции частоты методом рекуррентных соотношений [10]. Комплексные диэлектрические постоянные выражаются через атомные факторы рассеяния $f_{1,2}$ [11];

- разложение поля падающего импульса $E_0(t)$ в спектр, умножение каждой фурье-компоненты $E_0(\omega)$ на $r(\omega)$ и обратное преобразование Фурье для нахождения поля отраженного импульса $E(t)$:

$$E_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) \exp(-i\omega t) dt, \quad (1)$$

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad \text{где } E(\omega) = E_0(\omega)r(\omega). \quad (2)$$

Здесь $E_0(\omega)$, $E(\omega)$ – фурье-образы падающего и отраженного полей. Индекс “0” относится к падающему импульсу. Для определения модуля и фазы каждой фурье-компоненты отраженного сигнала используется как модуль, так и фаза $r(\omega)$. Получающееся в результате (1), (2) поле отраженного импульса содержит информацию об изменении амплитуды, формы и временной задержке отраженного импульса относительно падающего.

Падающие импульсы считались гауссовскими с параметрами τ_0 , ω_0 , b :

$$E_0(t) = \exp\left[-\frac{\pi}{2}(t/\tau_0)^2\right] \cdot \cos(\omega_0 t + bt^2), \quad I_0(t) = E_0(t)^2, \quad (3)$$

где b – параметр “чирпа”. Под длительностью импульса τ будем иметь в виду эффективную ширину огибающей интенсивности $\tilde{I}(t)$:

$$\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{I}(t) dt / I_{\text{max}}.$$

Коэффициент отражения импульса определим как отношение энергий отраженного и падающего импульсов:

$$R = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt / \int_{-\infty}^{\infty} I_0(t) dt.$$

Важную роль играет коэффициент отражения по мощности, определяемый как $R_P = R(\tau_0/\tau)$ и практически совпадающий с отношением пиковых интенсивностей $I_{\text{max}}/I_{0\text{max}}$.

Периодические МС рассмотрим на примере двух зеркал (Mo/Si) нормального падения, оптимизированных на максимум $|r(\omega_0)|^2$ для энергии квантов $\hbar\omega_0 = 77.6$ эВ (период волны $T = 0.053$ фс), табл.1, и двух зеркал скользящего падения Ni/C и Os/C для $\hbar\omega_0 = 20$ кэВ, табл.2; $\tau_{\text{min}} = T(\omega_0/\Delta\omega)$ – ожидаемая минимальная длительность импульса, отражаемого без заметной потери эффективности в сравнении с отражением спектрально узкого импульса.

На рис.1 показаны огибающие интенсивности отраженных импульсов, возникающих при падении на МС-1 “нечирпированных” ($b = 0$) импульсов вида (3). Момент времени “0” соответствует максимальной интенсивности падающего импульса.

На рис.2 представлены коэффициенты отражения МС в зависимости от длительности отраженного импульса. Импульсы длиннее 1 фс отражаются от МС-1 практически как бесконечно длинные. При длительности импульсов менее ~ 0.9 фс спектр импульса становится шире спектра отражения МС и коэффициент отражения начинает падать. Если задаться минимально допустимым коэффициентом отражения, например, 0.2, то самый короткий отраженный импульс имеет длительность $\tau = 0.38$ фс. Длительность исходного импульса $\tau_0 = 0.12$ фс. Проигрыш по мощности составляет ~ 16 ($R_P = 0.06$).

У МС-2 $|r(\omega_0)|^2$ в несколько раз ниже, но спектр отражения в 2.5 раза шире. За счет этого МС-2 становится эффективнее, чем МС-1, для импульсов с

Таблица 1

Характеристики периодических МС (Mo/Si) нормального падения ($\hbar\omega_0 = 77.6$ эВ)

	Число слоев N	Период $d, \text{ \AA}$	Доля Mo, γ	$ r(\omega_0) ^2$	$\omega_0/\Delta\omega$ ($N_{\text{эф}}$)	$\tau_{\text{min}}, \text{ фс}$
МС-1	80	82.6	0.32	0.65	16 (13)	0.9
МС-2	10	85.6	0.50	0.25	6 (5)	0.3

Таблица 2

Характеристики периодических МС скользящего падения ($\hbar\omega_0 = 20$ эВ)

	Число слоев N	Период $d, \text{ \AA}$	Доля Ni(Os), γ	$ r(\omega_0) ^2$	$\omega_0/\Delta\omega$ ($N_{\text{эф}}$)	$\tau_{\text{min}}, \text{ ас}$
Ni/C	800	31.4	0.16	0.967	85 (76)	18
Os/C	140	31.5	0.24	0.898	27 (30)	6

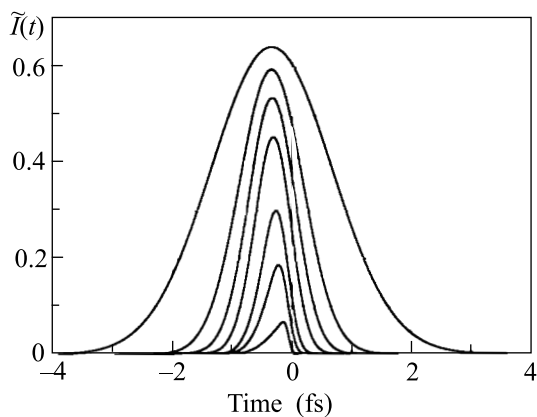


Рис.1. Огибающие импульсов, отраженных от периодической МС-1. В порядке возрастания длительности падающего импульса: τ_0 (фс) = 0.1; 0.2; 0.3; 0.5; 0.7; 1; 2

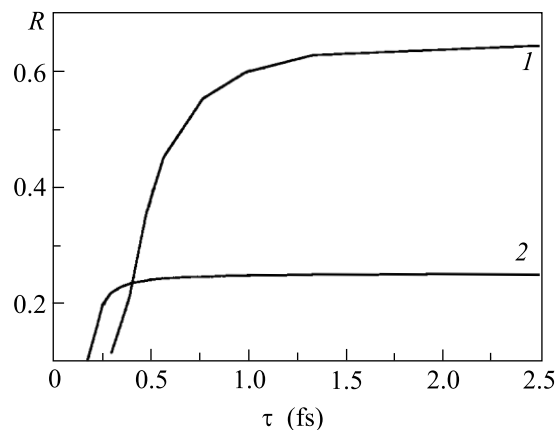


Рис.2. Коэффициент отражения (по энергии) периодических МС в зависимости от длительности отраженного импульса: МС-1 (кривая 1) и МС-2 (2)

$\tau < 0.4$ фс, и способна отражать импульсы длительностью вплоть до $\tau = 0.25$ фс без заметной потери эффективности. Для отраженного импульса длительностью $\tau = 0.25$ фс $R_p = 0.14$, $|r(\omega_0)|^2 = 0.19$ ($\tau_0 = 0.18$ фс).

Рассмотрим теперь отражение импульсов жесткого рентгеновского излучения (табл.2). В этом случае периодические МС скользящего падения имеют относительную полосу отражения 0.01...0.04. Поэтому наиболее короткие импульсы, которые могут отражаться от периодических зеркал, имеют длительность несколько десятков световых периодов. На рис.3 показаны коэффициенты отражения периодических МС для энергии квантов $\hbar\omega_0 = 20$ кэВ ($T = 0.21$ ас), угол скольжения 0.01 рад.

Обладая меньшим значением $|r(\omega_0)|^2$, МС на основе Os/C лучше отражает импульсы короче 60 ас, од-

нако и ее эффективность резко снижается при отражении импульсов короче 10 ас. Итак, периодические МС не пригодны в диапазоне длительностей короче $\sim 1/\Delta\omega$.

Аперiodические МС дают новые возможности. Для них ширина спектра перестает быть главным ограничивающим фактором. Основная причина удлинения импульса при отражении от аперiodических МС – большая разность групповых задержек $\Delta t_g \sim (d^2\Phi/d\omega^2)\Delta\omega$. Излучение с большей частотой проходит больший путь, и импульс расплывается.

Однако данный эффект может быть использован и для укорочения chirпированных импульсов, у которых на переднем фронте расположены большие частоты. (Преобразования такого типа на протяжении ряда лет делаются в видимом диапазоне спектра [12].) Теоретически [6–8] и экспериментально [9] показано,

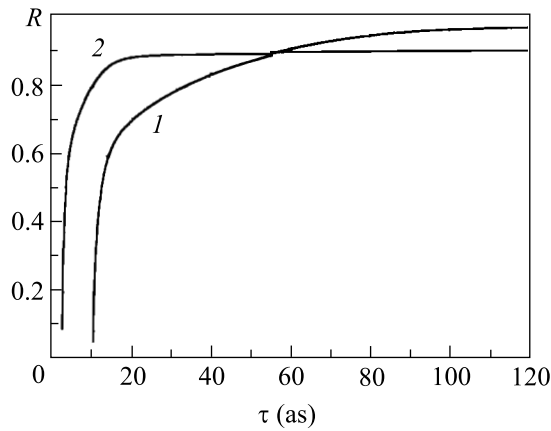


Рис.3. Коэффициент отражения (по энергии) периодических МС (табл.2) в зависимости от длительности отраженного импульса. Ni/C (1), Os/C (2)

что возможны аperiodические МС с широкой равномерной полосой отражения. Расширение полосы сопровождается значительным увеличением интегрального коэффициента отражения

$$\mathcal{J} = \int |r(\omega)|^2 d\omega.$$

В частности, была рассчитана аperiodическая МС (Mo/Si) нормального падения с равномерным коэффициентом отражения на уровне $|r(\omega)|^2 = 0.23$ в диапазоне 65–95 эВ. На рис.4 показаны $|r(\omega)|^2$ и $\Phi(\omega)$ для

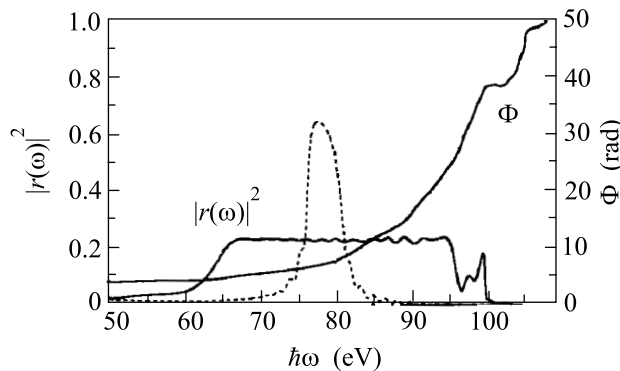


Рис.4. Коэффициент отражения $|r(\omega)|^2$ и фаза $\Phi(\omega)$ аperiodической МС, оптимизированной на максимальное равномерное отражение в области 65–95 эВ. Пунктир – коэффициент отражения периодической МС-1

этой аperiodической МС. Отношение $\omega_0/\Delta\omega \approx 2.5$, что соответствует минимальной длительности порядка $2.5T \approx 0.13$ фс при условии полной сфазированности спектральных компонент в отраженном им-

пульсе. Поведение фазы $\Phi(\omega)$ в окрестности ω_0 напоминает функцию вида

$$\Phi(\omega) = c_0 + c_1(\omega - \omega_0) + c_2(\omega - \omega_0)^2. \quad (4)$$

Это дает групповую задержку $d\Phi/d\omega = c_1 + 2c_2(\omega - \omega_0)$, линейно зависящую от разности $\omega - \omega_0$. Поэтому можно ожидать, что простой линейный chirp вида (3) с $b = 1/4c_2$ даст неплохую компрессию импульса при отражении от указанной аperiodической МС (рис.4). На рис.5 показаны огибающие падающего и

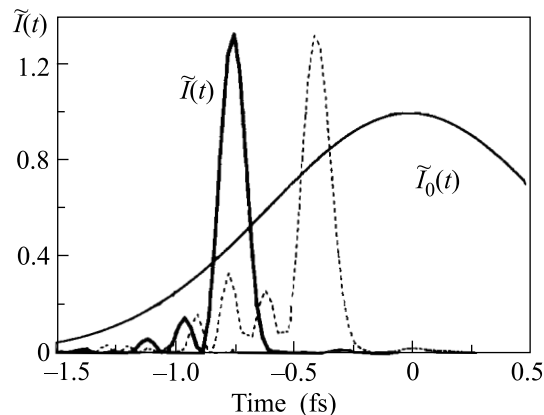


Рис.5. Огибающие падающего chirпированного импульса $\tilde{I}_0(t)$ и импульсов, отраженных от аperiodических МС, оптимизированных на максимальное равномерное отражение в области 65–95 эВ с учетом (жирная линия) и без учета (пунктир) фазы комплексного коэффициента отражения

отраженного (пунктир) импульсов при оптимальном коэффициенте chirпа. Эффективная длительность отраженного импульса равна 0.21 фс. Таким образом, аperiodическая МС осуществляет семикратную компрессию импульса длительностью ~ 1.5 фс при коэффициенте отражения по мощности 1.3.

Потребуем теперь, чтобы наряду с равномерным отражением в интервале 65–95 эВ аperiodическая МС обладала бы фазой $\Phi(\omega)$, аппроксимируемой зависимостью (4) во всем интервале. Найденная при этом аperiodическая МС обладает несколько более низким $|r(\omega)|^2 = 18.5\%$. Эффективная длительность отраженного импульса (жирная линия, рис.5) составляет 0.15 фс (три периода волны). Это означает достижение фундаментального предела по длительности, отвечающего спектральной полосе отражения данной аperiodической МС.

Как правило, у МС, предназначенных для работы в жестком рентгеновском диапазоне, N_{eff} существенно больше, чем у структур для МР диапазона. Именно поэтому аperiodические МС для жесткого рентгеновского диапазона должны обладать способностью

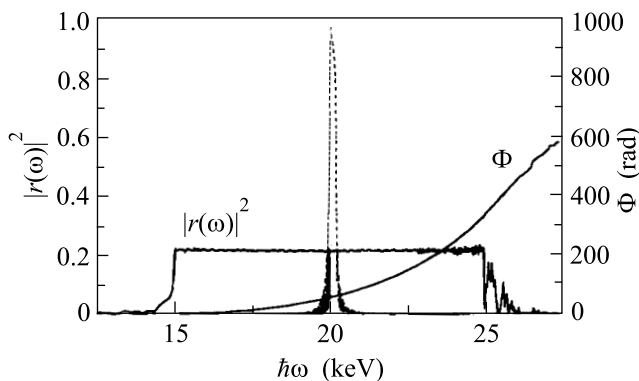


Рис.6. Коэффициент отражения и фаза аperiodической МС (Ni/C, 800 слоев), оптимизированной на максимальное равномерное отражение в области 15–25 кэВ при скользящем угле падения 0.01 рад. Пунктир – коэффициент отражения периодической МС (табл.2)

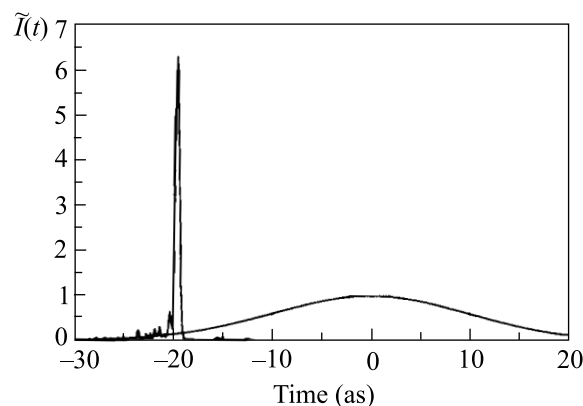


Рис.7. Огибающие падающего chirпированного импульса и импульса, отраженного от аperiodической МС, оптимизированной на максимальное равномерное отражение в области 15–25 кэВ с учетом фазы комплексного коэффициента отражения

многokратно сжимать chirпированные импульсы. На рис.6 показаны коэффициент отражения и фаза аperiodической МС (Ni/C, 800 монослоев), оптимизированной на максимальное равномерное отражение в области 15–25 кэВ при скользящем угле падения 0.01 рад. Оптимальный коэффициент chirпа в этом случае $b = 8.84 \text{ as}^{-2}$, что позволяет сжимать импульс с $\tau_0 = 50 \text{ as}$ до длительности 4.3 as при коэффициенте отражения по мощности 2.45 и коэффициенте отражения по энергии 21%. Аperiodическая МС Ni/C, оптимизированная одновременно на коэффициент отражения и фазу $\Phi(\omega)$ вида (4), обладает меньшим коэффициентом отражения – 17.4%. При этом она дает намного более совершенную компрессию chirпированного импульса и коэффициент отражения по мощности более 6.3 (рис.7). Длительность исходного импульса равна 25 as, длительность отраженного – 0.69 as (28-кратная компрессия). Длительность отраженного импульса составляет три периода волны и близка к фундаментальному пределу для данной МС.

Таким образом, для МС, обычно используемых в МР диапазоне, заметное снижение коэффициента отражения и искажение формы начинается уже с фемтосекундных длительностей. Однако возможно создание специальных аperiodических МС, способных отражать импульсы, включающие три периода волны (0.15 фс в МР и менее 1 as в жестком рентгеновском диапазоне). Для chirпированных импульсов возможно значительное сжатие импульса и достижение коэффициентов отражения по мощности выше единицы. Оптимальные аperiodические МС находятся при решении обратной задачи многослойной рент-

геновской оптики с учетом амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты # 00-02-17717 и # 00-02-17825).

1. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, Б. Н. Чичков, *ЖЭТФ* **89**, 66 (1985).
2. В. Т. Платоненко, В. В. Стрелков, Ф. В. Игнатович, *Квантовая электроника* **28**, 43 (1999).
3. A. Rundquist, C. G. Durfee III, Z. Chang et al., *Science* **280**, 1412 (1998).
4. R. Fitzgerald, *Physics Today* **9**, 24 (2000).
5. *Shortcut for X-ray pulses*, *Physics World* March **14**, 3 (2001).
6. Н. Н. Колачевский, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, *Кратк. сообщ. физ. ФИАН* **12**, 55 (1998).
7. E. Ziegler, I. N. Bukreeva, I. V. Kozhevnikov et al., *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **3737**, 386 (1999).
8. Н. Н. Колачевский, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, *Квантовая электроника* **30**, 428 (2000).
9. В. В. Кондратенко, В. Е. Левашов, Ю. П. Першин и др., *Кратк. сообщ. физ. ФИАН* **7**, в печати.
10. А. В. Виноградов, И. А. Брытов, А. Я. Грудский и др., *Зеркальная рентгеновская оптика*, Л.: Машиностроение, 1989.
11. R. Soufi and E. M. Gullikson, *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* **3113**, 222 (1997); [http://cindy.lbl.gov/optical constants/](http://cindy.lbl.gov/optical_constants/).
12. R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, and F. Krausz, *Optics Letters* **19**, 201 (1994).