

ВРЕМЕННАЯ КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В УСЛОВИЯХ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Бушуев В. А.

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, <http://www.phys.msu.ru>
119991 Москва, Российская Федерация

Поступила в редакцию 01.12.2014

Аннотация. В последние годы ведется активная работа по созданию рентгеновских лазеров на свободных электронах с длиной волны излучения порядка 0.1 нм. Расчеты показывают, что в результате самоиндуцированного усиления спонтанного излучения на выходе из ондулятора формируются многопиковые импульсы с длительностью от долей до десятков фемтосекунд. Для управления характеристиками лазерного излучения можно использовать явление дифракции рентгеновских лучей на идеальных монокристаллах. Ранее автором была развита динамическая теория дифракции произвольных рентгеновских импульсов в геометриях Лауэ и Брэгга и показано, что импульсы с длительностью 0.1-1 фс сильно уширяются во времени и искажаются по форме. В настоящей работе исследуется возможность временной компрессии фемтосекундных импульсов (т.е. уменьшения их длительности) в результате брэгговского дифракционного отражения от совершенного кристалла. Показано, что при падении на кристалл chirпированного импульса, мгновенная частота излучения которого линейно зависит от времени, а фаза - квадратично, возможно практически десятикратное уменьшение длительности отраженного импульса по сравнению с падающим импульсом, имеющим длительность порядка 1-10 фс. Уменьшение длительности дифрагированного импульса вызвано тем, что частотный спектр падающего chirпированного волнового пакета уширяется и может сравниться со спектральной шириной плосковолновой кривой дифракционного отражения.

Ключевые слова: рентгеновский лазер на свободных электронах, фемтосекундные рентгеновские импульсы, chirпированные импульсы, динамическая дифракция, совершенные кристаллы, временная компрессия.

УДК 548.732

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (177)
 2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИМПУЛЬСА В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ (180)
 3. ВРЕМЕННАЯ КОМПРЕССИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ (182)
 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (184)
- БЛАГОДАРНОСТИ (184)
ЛИТЕРАТУРА (185)

1. ВВЕДЕНИЕ

Генерация излучения в рентгеновском лазере на свободных электронах (РАСЭ) основана на явлении самоиндуцированного усиления спонтанного излучения (SASE) ступков высокоэнергичных электронов при их прохождении через достаточно протяженную систему ондуляторов [1-3].

В последние годы ведется активная работа по строительству Европейского РАСЭ в Германии (the European XFEL Facility) с излучением в жестком рентгеновском диапазоне ($\lambda \sim 0.1-1.6$ нм) [4],

рентгеновские лазеры LCLS (Linac Coherent Light Source) в США [5] и SCSS (Spring-8 Compact SASE Source) в Японии [6].

Согласно расчетам и результатам, приведенным в [2, 7-10], ожидаются следующие параметры Европейского РАСЭ и его излучения в канале SASE 1: энергия электронов 17.5 ГэВ, общая длина сверхпроводящих ондуляторов ~ 150 м, центральная длина волны излучения $\lambda_0 = 0.1$ нм, полная длительность импульсов на половине высоты $\tau_p \sim 100$ фс. Эти импульсы имеют крайне нерегулярную многопиковую временную структуру с длительностью отдельных нескольких сотен случайных субимпульсов (так называемых спайков) $\tau_s \sim 0.1-0.2$ фс, разделенных интервалами времени $\sim 0.3-0.4$ фс. Поперечный размер импульса на выходе из ондулятора $r_0 \approx 40$ мкм, угловая расходимость излучения $\Delta\theta_0 \approx 1$ мкрад, пиковая мощность ≈ 10 ГВт и средняя мощность ≈ 40 Вт. Ожидаемая пиковая яркость излучения РАСЭ будет на 9 порядков превышать яркость современных источников синхротронного излучения 3-го поколения [4].

Явление дифракции рентгеновских лучей широко используется для монохроматизации, коллимации и изменения поляризации рентгеновского излучения. В связи с этим большой интерес представляет рассмотрение дифракционного отражения и прохождения в совершенных монокристаллах как для управления характеристиками лазерного излучения в жестком рентгеновском диапазоне длин волн, так и для развития методов диагностики параметров импульсов РАСЭ.

Ранее анализ дифракции рентгеновских импульсов рассматривался исключительно в приближении плоского (т.е. неограниченного в поперечном сечении) волнового пакета как в геометрии Брэгга “на отражение” [11-14], так и в случае дифракции в геометрии Лауэ “на прохождение” [13, 15, 16]. Временная структура падающего импульса аппроксимировалась либо δ -функцией [11-13, 15, 16], либо профилем с гауссовой формой [12, 14]. Несмотря на то, что такое приближение было полезным для введения в физику дифракции коротких рентгеновских импульсов, такой подход в принципе не мог учитывать наличие поперечной модовой структуры и, что более существенно, неоднородное распределение фазы импульса, т.е. искривление его волнового фронта, которое всегда реализуется для пучков и импульсов с конечным поперечным сечением по мере распространения в свободном пространстве, а тем более на расстояния порядка нескольких сотен метров. Кроме того, авторы [11-16] ограничивались лишь анализом поля отраженного и прошедшего импульса на выходной поверхности кристалла, тогда как значительный практический интерес представляет учет пространственно-временного расплывания ограниченных в пространстве импульсов при их распространении в вакууме от выходного окна ондулятора РАСЭ до кристалла монохроматора и (или) исследуемого образца.

В работах [17, 18] развита общая теория динамической дифракции рентгеновского импульса с произвольной пространственно-временной структурой поля в кристаллах с произвольной толщиной и коэффициентом асимметрии отражения в случаях Брэгга и Лауэ. Такой подход позволяет анализировать структуру полей прошедших и отраженных импульсов на произвольных расстояниях от кристалла, а также степень пространственной и временной когерентности этих импульсов и ее связь со статистическими свойствами поля излучения РАСЭ. Проведен также анализ трансформации формы и длительности импульсов в процессе дифракции и последующего распространения в пространстве. Показано, что наиболее оптимальным

для исключения расплывания отраженного импульса является симметричный случай Брэгга.

Эксперименты с временным разрешением, корреляционная спектроскопия рентгеновских фотонов, получение когерентных дифракционных и фазоконтрастных изображений в значительной степени зависят от когерентных свойств рентгеновских импульсов [19, 20]. Излучение РАСЭ является практически полностью пространственно когерентным и характеризуется весьма посредственной временной когерентностью. В режиме насыщения длина пространственной (поперечной) когерентности сравнима с поперечным размером импульса, тогда как время когерентности (продольная когерентность) $\tau_c \approx 0.2$ фс много меньше длительности пачки импульсов, что приводит к относительной спектральной ширине импульса $\Delta E/E \approx 0.1\%$ [8, 10].

В работах [17, 18] показано, что при дифракционном отражении от монокристаллов детерминированных фемтосекундных импульсов отраженные импульсы уширяются во времени на 1-2 порядка, их форма существенно отличается от временной зависимости падающего импульса, а пиковая интенсивность составляет единицы и доли процента от падающего импульса. Кроме того, во всех случаях, за исключением симметричного отражения в геометрии Брэгга, происходит достаточно нетривиальное изменение ориентации отраженного импульса, а сам импульс начинает диффузным образом расплываться в пространстве и времени на расстояниях порядка 0.1-1 метра от кристалла [18]. Это объясняется тем, что спектральная ширина таких коротких падающих импульсов намного превышает спектральную ширину области дифракционного отражения.

В работах [21, 22] на основе формализма, который используется в статистической оптике и радиофизике [23], развита статистическая теория брэгговского отражения случайных фемтосекундных импульсов РАСЭ от многослойных периодических структур. Показано, что использование квазизапрещенного отражения второго порядка от многослойной периодической структуры Al_2O_3/V_4C позволит осуществлять монохроматизацию фемтосекундных импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах на уровне $\Delta E/E \approx 0.04\%$ с эффективностью $\sim 60\%$. Исследованы интенсивность, форма, длительность и статистические характеристики отраженных импульсов.

В работе [24] теоретически рассмотрена пространственно-временная трансформация поля рентгеновского импульса и его статистических

свойств при распространении импульса в свободном пространстве и при дифракционном отражении в геометриях Брэгга и Лауэ от одного и от двух параллельно расположенных кристаллов. Особое внимание уделено зависимости пространственно-временных и статистических характеристик импульса от длины пути, так как расстояния от РАСЭ до первых оптических элементов, а затем и до измерительных станций достаточно велики (порядка 400-900 м) [4, 8]. Показано, что дифракционное отражение приводит к значительному увеличению времени когерентности отраженного импульса, а форма функции временной когерентности отраженного импульса сильно отличается от гауссовой формы для падающего излучения и имеет характерный “треугольный” вид с затухающими осцилляциями на краях. Ранее исследовалось влияние пространственной когерентности ограниченного рентгеновского пучка, непрерывного во времени, на дифракцию в кристаллах [25] и многослойных периодических структурах [26].

Как уже отмечалось выше, импульсы РАСЭ характеризуются практически полной пространственной когерентностью и весьма посредственной временной когерентностью, приводящей к спектральной ширине импульсов $\Delta E/E \approx 10^{-3}$. Для уменьшения ширины спектра до уровня $\Delta E/E \approx 10^{-5}$ в работах [27-29] предложены различные четырех- и однокристалльные схемы, которые при помещении кристаллов между двумя ондуляторами позволяют реализовать режим self-seeding (самоотбор, самопосев) и более качественную лазерную генерацию. В режиме self-seeding импульс, задержанный в результате прохождения падающего импульса РАСЭ на кристалл в геометрии Брэгга, является уширенным во времени и, следовательно, обладает узким спектром. Именно этот импульс и является затравкой для когерентного возбуждения электронных банчей в следующем ондуляторе. Дифракционное отражение фемтосекундных импульсов от кристаллов и многослойных структур с целью их монохроматизации и повышения степени временной когерентности рассматривалось также в [17, 18, 21, 22, 24].

Энергии импульсов Европейского РАСЭ в каналах SASE1 и SASE2 в зависимости от величины заряда банчей составят 20÷2500 мкДж [30], что приведет к средним потокам энергии от 60 Вт·см⁻² до 80 кВт·см⁻² в области расположения первых элементов рентгеновской оптики на расстоянии 500-800 м от ондулятора. В связи с этим одной из серьезных проблем является учет и предотвращение сильнейшего теплового разогрева кристаллов и многослойных зеркал.

В связи с необходимостью анализа тепловых нагрузок в работе [31] рассмотрено влияние на дифракционное отражение и прохождение таких факторов, как энергия импульса, временная структура излучения РАСЭ, расстояние от ондулятора, начальная и максимальная температуры кристалла, температурная зависимость коэффициентов удельной теплоемкости, теплопроводности, температурного коэффициента линейного расширения и др. На основе решения уравнения теплопроводности получены пространственно-временные зависимости распределения температуры кристалла под действием мощных импульсов РАСЭ. Рассмотрено влияние температуры, ее градиента и деформации кристаллической решетки на дифракционное отражение и прохождение импульсов в кристаллах синтетического алмаза.

Из теоремы Ван Циттерта-Цернике следует, что длина пространственной когерентности излучения $\varrho_c = \lambda z / \pi r_0$ растет с увеличением расстояния z и с уменьшением размера источника r_0 , где λ – длина волны [23]. По этой причине в настоящее время происходит модернизация ряда каналов источников синхротронного излучения с целью увеличения их длины и уменьшения поперечных размеров электронных банчей. Так, например, длина каналов РАСЭ и синхротронных источников SPring-8 и APS достигает 1 км [3].

Следует отметить, что приведенное выше выражение для длины когерентности ϱ_c было получено для монохроматического и полностью некогерентного, т.е. δ -коррелированного в пространстве источника, что характерно в основном лишь для теплового излучения. Однако для источников синхротронного излучения 3-го поколения длина пространственной когерентности ϱ_0 на выходном окне ондулятора может быть соизмерима с размером источника r_0 [32], тогда как для РАСЭ величина ϱ_0 больше [32] и даже много больше [30], чем r_0 . В работах [21, 22, 24, 25, 32-34] теорема Ван Циттерта-Цернике была обобщена на случай источника с произвольной длиной пространственной когерентности, включая учет параболического искривления регулярной части начального волнового фронта [21, 22, 24, 25, 34].

В монографии [23] на стр. 294 отмечено, что с увеличением расстояния $z \geq z_c$ от δ -коррелированного в пространстве источника неполная временная когерентность поля его излучения, т.е. немонахроматичность, начинает влиять на пространственную когерентность, и получена оценка соответствующего критического расстояния $z_c \approx \sigma_c (\pi r_0 / \lambda)^2$. В [21, 22, 24, 34] было показано, что с

увеличением длины рабочего канала РАСЭ исходно плохая временная когерентность импульсов ($\tau_c \sim 0.2$ фс, т.е. $\Delta E/E \sim 10^{-3}$ [30]) может “испортить” изначально высокую степень пространственной когерентности. Для типичных параметров РАСЭ ($\lambda \sim 0.05-0.16$ нм, $r_0 \sim 10-50$ мкм, $\tau_c \sim 0.1-0.3$ фс [30]) критическое расстояние $z_c \geq 1$ км.

В работе [35] проведено обобщение теоремы Ван Циттерта-Цернике на источники с произвольной пространственной и временной когерентностью. Проведен анализ изменения функции пространственной когерентности в зависимости от времени и длины когерентности излучения источника, от расстояния до источника и от его размера. Показано, что с увеличением расстояния неполная временная когерентность источника приводит к уменьшению степени пространственной когерентности и к изменению формы функции пространственной когерентности, которая начинает зависеть также и от выбора точки в поперечном сечении рентгеновского пучка или импульса. Получено более общее выражение для критического расстояния и показано, что с увеличением длины пространственной когерентности излучения источника, что характерно для РАСЭ, это расстояние уменьшается по сравнению с приведенной выше простой оценкой z_c .

Как уже отмечалось выше, дифракция рентгеновских лучей в кристаллах является эффективным методом управления такими характеристиками падающего излучения, как монохроматичность, угловая расходимость, длительность и форма отраженных и прошедших импульсов. В настоящей работе на основе результатов, полученных ранее в [17, 18, 21, 22, 24], исследуется возможность временной компрессии импульсов, т.е. уменьшения их длительности в результате брэгговского отражения от совершенных монокристаллов. Показано, что при падении на кристалл chirpированного импульса, мгновенная частота излучения которого линейно зависит от времени, а фаза зависит квадратично, возможно практически десятикратное уменьшение длительности отраженного импульса по сравнению с падающим импульсом, имеющим длительность порядка 1-10 фс. Уменьшение длительности дифрагированного импульса вызвано тем, что частотный спектр падающего chirpированного волнового пакета уширяется и может сравниться (или даже превысить) со спектральной шириной плосковолновой кривой дифракционного отражения.

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИМПУЛЬСА В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Прежде чем переходить к рассмотрению дифракции импульсов РАСЭ в совершенном кристалле, рассмотрим вначале трансформацию этих импульсов по мере распространения в свободном пространстве на пути от выходного окна ондулятора до кристалла. Представим поле импульса РАСЭ на выходе из ондулятора в плоскости $\mathbf{q} = (x, y)$ при $z = 0$ в следующем виде:

$$E_0(\mathbf{q}, t) = A_0(\mathbf{q}, t) \exp(-i\omega_0 t), \quad (1)$$

где амплитуда $A_0(\mathbf{q}, t)$ является в общем случае комплексной медленно меняющейся функцией времени (волновой пакет), ω_0 – средняя (центральная) частота. Медленное изменение амплитуды означает, что $|dA_0/dt| \ll \omega_0 |A_0|$. Если τ_0 – характерная длительность импульса, то спектральная ширина волнового пакета $\Delta\omega \approx 1/\tau_0$ и выполняется условие квазимонохроматичности $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$.

Найдем теперь поле $E(\mathbf{r}, t)$ в произвольной точке пространства $\mathbf{r} = (\mathbf{q}, z)$ и в произвольный момент времени t . Представим поле (1) в виде разложения по плоским волнам:

$$E_0(\mathbf{p}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\mathbf{q}, \omega) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{p} - i\omega t) d\mathbf{q} d\omega, \quad (2)$$

где спектральные амплитуды $E_0(\mathbf{q}, \omega)$ (2) определяются выражением

$$E_0(\mathbf{q}, \omega) = 1/(2\pi)^3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\mathbf{p}, t) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{p} + i\omega t) d\mathbf{p} dt. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$ – поперечный вектор. Искомое поле $E(\mathbf{r}, t)$ должно удовлетворять волновому уравнению

$$\Delta E - (1/c^2) \partial^2 E / \partial t^2 = 0$$

с граничным условием $E(\mathbf{q}, z=0, t) = E_0(\mathbf{q}, t)$. Легко показать, что поле $E(\mathbf{r}, t)$ имеет следующий общий интегральный вид:

$$E(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\mathbf{q}, \omega) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r} + ik_z z - i\omega t) d\mathbf{q} d\omega, \quad (4)$$

где $k_z(\mathbf{q}, \omega) = (\kappa^2 - q^2)^{1/2}$, $\kappa = \omega/c$.

Получим теперь выражение для поля $E(\mathbf{r}, t)$ (4) в так называемом квазиоптическом приближении [36], т.е. в предположении, что спектральная функция $E_0(\mathbf{q}, \omega)$ (3) существенно отлична от нуля только при достаточно малых значениях $|\mathbf{q}| \ll \kappa$. Такое приближение справедливо в случае, когда характерный поперечный размер a_0 исходного импульса много больше, чем длина волны $\lambda = 2\pi/\kappa$. В этом случае можно разложить z -проекции k_z в (4)

в ряд с точностью до квадратичных членов по q :

$$k_z \approx k_0 + \Omega/c - q^2/2k_0,$$

где $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda_0$, $\Omega = \omega - \omega_0$. Подставляя (1), (3) и k_z в (4), получим, что

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}, t) \exp(k_0 z - i\omega_0 t). \quad (5)$$

Здесь $A(\mathbf{r}, t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда, которая имеет следующий вид:

$$A(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\mathbf{p} - \mathbf{p}', z) A_0(\mathbf{p}', t - z/c) d\mathbf{p}', \quad (6)$$

где $G(\mathbf{q} - \mathbf{q}', z)$ – функция Грина свободного пространства (так называемый пропагатор):

$$G(\mathbf{q} - \mathbf{q}', z) = (1/\lambda_0 z) \exp[i\pi(\mathbf{q} - \mathbf{q}')^2/\lambda_0 z]. \quad (7)$$

Для численных расчетов, а также для более детального анализа особенностей дифракции импульсов РАСЭ удобно использовать также следующее эквивалентное спектральное представление для медленно меняющейся амплитуды импульса (6):

$$A(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\mathbf{q}, \Omega) \exp[i\mathbf{q}\mathbf{r} - iq^2 z/2k_0 - i\Omega(t - z/c)] d\mathbf{q} d\Omega, \quad (8)$$

где $A_0(\mathbf{q}, \Omega)$ – Фурье-амплитуда поля $A_0(\mathbf{q}, t)$ на источнике в плоскости $z = 0$.

Из уравнения (6) видно, что в вакууме, как и в среде без дисперсии, возмущение достигает плоскости наблюдения z через интервал времени z/c , и эта задержка не зависит от спектральной структуры волны импульса. Другими словами, временная структура импульса (5) не меняется в процессе его распространения в свободном пространстве, тогда как поперечное пространственное распределение импульса испытывает дифракционное расплывание, связанное с конечным поперечным размером импульса [17, 18, 24].

Рассмотрим трансформацию амплитуды и фазы импульса в зависимости от расстояния z на примере широко используемого на практике исходного гауссова импульса с квадратичным изменением начальной фазы:

$$A_0(\mathbf{q}, t) = \exp[-(q/a_0)^2 - (t/\tau_0)^2 + i\varphi_0(q) + i\psi_0(t)], \quad (9)$$

где a_0 – характерный поперечный размер импульса в плоскости $z = 0$, τ_0 – длительность импульса; фазы $\varphi_0(q) = \beta_q (q/a_0)^2$, $\psi_0(t) = \beta_t (t/\tau_0)^2$. Здесь β_q и β_t – безразмерные параметры, равные пространственной и временной фазам импульса при $q = a_0$ и $t = \tau_0$, соответственно. В случае начального плоского фазового фронта величина $\beta_q = 0$. Подстановка (9) в соотношения (6) или (8) приводит к следующему аналитическому выражению для комплексной амплитуды импульса

в плоскости наблюдения z :

$$A(\mathbf{q}, z, t) = |A| \exp[i\varphi_z(\mathbf{q}) + i\psi_0(t - z/c)], \quad (10)$$

где

$$|A| = (1/W) \exp[-\rho^2/r_0^2 - (t - z/c)^2/\tau_0^2],$$

$$W = [(1 + \beta_q D)^2 + D^2]^{1/2}, \quad r_0 = a_0 W,$$

$$\varphi_z(\mathbf{q}) = \beta_z (q/r_0)^2 - \arctg[D/(1 + \beta_q D)],$$

$$\beta_z = \beta_q + (1 + \beta_q^2)D.$$

Здесь $D = z/L_d$ – безразмерная дифракционная длина (так называемый волновой параметр [36]), где $L_d = \pi a_0^2/\lambda_0$ – это такое расстояние от источника, на котором $D = 1$. Если, например, поперечный размер импульса на выходе из ондулятора $a_0 = 30$ мкм и длина волны $\lambda_0 \approx 0.1$ нм, то расстояние $L_d \approx 30$ м.

Из соотношения (10) следует, что в процессе распространения импульса его волновой фронт искажается. На расстояниях, при которых волновой параметр $D \gg 1$, амплитуда импульса уменьшается как $|A| \sim L_d/z$, а поперечное сечение импульса увеличивается в соответствии с линейным законом: $r_0(z) \approx a_0(1 + \beta_q^2)^{1/2} z/L_d$. Ширины углового ($\Delta\theta_d$) и частотного ($\Delta\Omega$) спектров не зависят от расстояния z и определяются величинами λ_0 , a_0 и τ_0 , а также параметрами начальных фаз β_q и β_t :

$$\Delta\theta_d = (\lambda_0/\pi a_0)(1 + \beta_q^2)^{1/2}, \quad (11.1)$$

$$\Delta\Omega = (2/\tau_0)(1 + \beta_t^2)^{1/2}. \quad (11.2)$$

Рассмотрение дифракции произвольного рентгеновского импульса с общим видом (5) или в частном случае гауссова вида (10) представляет достаточно сложную проблему. Однако, если поперечное сечение импульса в области нахождения кристалла $r_0 \gg \Lambda$, где Λ – длина экстинкции [37], и ширина (11.1) углового спектра $\Delta\theta_d \ll \Delta\theta_B$, где $\Delta\theta_B$ – ширина кривой дифракционного отражения, то проблема значительно упрощается. Например, если, как в случае Европейского РАСЭ [30], длина волны $\lambda_0 \approx 0.15$ нм, размер импульса $a_0 \approx 50$ мкм, $\beta_q \approx \pi/2$ и расстояние от рентгеновского лазера $z \approx 500$ м ($D = 9.8$), то размер импульса в области кристалла $r_0 \approx 0.1$ мм и угловая расходимость $\Delta\theta_d \approx 0.4''$, тогда как для отражения (220) от монокристалла Si длина экстинкции $\Lambda = 2.16$ мкм и ширина брэгговского отражения $\Delta\theta_B = 2.56''$. В этом случае можно пренебречь зависимостью амплитуды и фазы импульса от поперечной координаты x , пренебречь также краевыми эффектами и учитывать только зависимость амплитуды импульса от времени t .

3. ВРЕМЕННАЯ КОМПРЕССИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ

В работах [12-14, 17, 18] было показано, что в случае падения на кристалл сверхкороткого (фемтосекундного) рентгеновского импульса длительность отраженного импульса существенно увеличивается. Обсудим возможность временной компрессии (сжатия) рентгеновского импульса, т.е. получение отраженного импульса с меньшей длительностью по сравнению с длительностью падающего импульса. Получим также соотношения для параметров падающего импульса и кристалла, позволяющих осуществлять временную компрессию.

Представим поле падающей плоской квазимонохроматической волны рентгеновского импульса в виде

$$E_{in}(t) = A_{in}(t) \exp(-i\omega_0 t),$$

где $A_{in}(t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда. Рассмотрим для определенности гауссов импульс с квадратичной модуляцией фазы:

$$A_{in}(t) = \exp[-(t/\tau_0)^2 + i\varphi(t)], \quad (12)$$

где $\varphi(t) = \beta(t/\tau_0)^2$. Здесь τ_0 – длительность импульса, β – константа, численно равная фазе амплитуды поля импульса (12) при $t = \pm\tau_0$. Квадратичная зависимость фазы означает линейную зависимость мгновенной частоты от времени:

$$\omega(t) = \omega_0 - \beta t / \tau_0^2.$$

Такой импульс, у которого мгновенная частота каким-либо образом меняется со временем, называется чирпированным импульсом, а β – параметром чирпирования.

Длина волны генерируемого излучения РЛСЭ определяется выражением $\lambda \approx d_{in}/2\gamma^2$, где d_{in} – пространственный период ондулятора, $\gamma = E/mc^2$, E – энергия релятивистского электрона [1-3]. Можно высказать предположение, что механизм чирпирования импульса обусловлен потерей энергии электронов в ондуляторе ($\leq 10\%$ [1-3]) в результате их индуцированного замедления и группирования в сгустки (банчи) при передаче энергии в виде рентгеновских квантов в поле магнитотормозного излучения вдоль оси электронного пучка.

Частотный спектр импульса (12) имеет вид

$$A_{in}(\Omega) = [\tau_0 / 2\pi^{1/2} (1 - i\beta)^{1/2}] \exp[-\Omega^2 \tau_0^2 / 4(1 - i\beta)]. \quad (13)$$

Полуширина этого спектра на уровне e^{-1} равна

$$\Delta\Omega_{in} = (2/\tau_0)(1 + \beta^2)^{1/2}. \quad (14)$$

Из соотношения (14) видно, что при слабой фазовой модуляции (т.е. $\beta \ll 1$) ширина спектра определяется длительностью импульса τ_0 : $\Delta\Omega_{in} = 2/\tau_0$.

В случае сильной фазовой модуляции, когда $\beta \gg 1$, ширина спектра практически линейно увеличивается с увеличением $|\beta|$ независимо от знака параметра модуляции β : $\Delta\Omega_{in} \approx 2|\beta|/\tau_0$.

Рассмотрим теперь брэгговское отражение и прохождение рентгеновского импульса. Спектральное распределение отраженного импульса $A_R(\Omega)$ определяется произведением

$$A_R(\Omega) = A_{in}(\Omega)R(\Omega), \quad (15)$$

где $R(\Omega)$ – комплексный амплитудный коэффициент брэгговского отражения плоской волны от монокристалла в пространстве частот (подробнее см. в [17, 18]). Спектральная ширина функции $R(\Omega)$ имеет вид [37]

$$\Delta\Omega_B = \omega_0 \Delta\theta_B \text{ctg}\theta_B, \quad (16)$$

где θ_B – угол Брэгга, $\Delta\theta_B$ – угловая ширина кривой дифракционного отражения. В случае симметричного отражения от толстого кристалла ($d > \Lambda$) $\Delta\theta_B = \lambda/2\pi\Lambda \cos\theta_B$. В случае тонкого кристалла с толщиной $d \ll \Lambda$ (кинематическое приближение) $\Delta\theta_B = \lambda/2d \cos\theta_B$.

На рис. 1 показан частотный спектр падающего рентгеновского импульса (13) при различных значениях параметра чирпирования β , а также кривые отражения и прохождения.

Из (15) следует, что спектральная ширина отраженного импульса $\Delta\Omega_R$ приближенно определяется выражением

$$\Delta\Omega_R \approx \Delta\Omega_{in} \Delta\Omega_B / (\Delta\Omega_{in}^2 + \Delta\Omega_B^2)^{1/2}. \quad (17)$$

Длительность отраженного импульса $\tau_R \approx 2/\Delta\Omega_R$ сильно зависит от соотношения спектральных

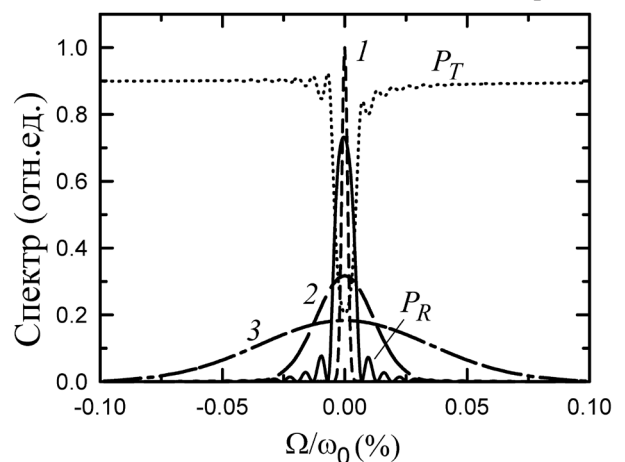


Рис. 1. Модуль спектральной амплитуды $|A_{in}(\Omega)|$ (кривые 1-3) падающих рентгеновских импульсов при различных значениях параметра чирпирования β : 0 (кривая 1), 10 (кривая 2), 30 (кривая 3). Функции P_R and P_T – спектральные кривые интенсивности брэгговского отражения и прохождения плоской монохроматической волны, соответственно. Длительность падающего импульса $\tau_0 = 10$ фс, толщина кристалла $d = 3$ мкм, симметричное брэгговское отражение (220) от кристалла кремния, длина волны $\lambda = 0.154$ нм.

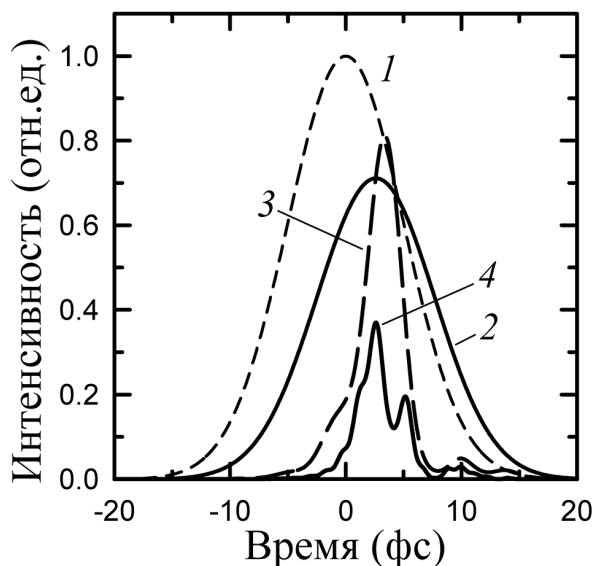


Рис. 2. Интенсивность падающего импульса (кривая 1) и интенсивности отраженного импульса (кривые 2-4) в зависимости от времени при различных величинах параметра chirpирования β : 0 (кривая 2), 10 (кривая 3), 30 (кривая 4). Четко видно сжатие отраженного импульса во времени в 4.4 раза и его расщепление (кривая 4). Параметры импульса и кристалла как в подписи к рис. 1.

ширин $\Delta\Omega_m$ (14) и $\Delta\Omega_B$ (16) в (17). Рассмотрим два предельных случая.

а) Случай длинного импульса, т.е. импульса с узким спектром: $\Delta\Omega_m \ll \Delta\Omega_B$. В этом случае из (17) следует, что $\Delta\Omega_R \approx \Delta\Omega_m$ и длительность отраженного импульса

$$\tau_R \approx \tau_0 / (1 + \beta^2)^{1/2}. \quad (18)$$

Таким образом, в случае сильной фазовой модуляции ($\beta \gg 1$) возможна значительная временная компрессия отраженного (рис. 2) и проходящего (рис. 3) импульсов: $\tau_R \ll \tau_0$.

б) Случай короткого падающего импульса, т.е. импульса с широким спектром: $\Delta\Omega_m \gg \Delta\Omega_B$. В этом случае из (17) следует, что $\Delta\Omega_R \approx \Delta\Omega_B$ и длительность отраженного импульса

$$\tau_R \approx \tau_b \equiv 2 / \Delta\Omega_B. \quad (19)$$

Отсюда видно, что длительность отраженного импульса (19) определяется исключительно спектральной шириной кривой дифракционного отражения. Таким образом, импульсы с длительностью $\tau_0 \ll \tau_b$ в принципе не могут быть компрессированы (рис. 4).

В случае толстого кристалла длительность $\tau_b = 2\Lambda \sin\theta_B / c$ (например, для отражения $Si(220)$ и $\lambda = 0.154$ нм величина $\tau_b \approx 5.7$ фс).

Граничное значение τ_b можно уменьшить, если использовать отражение от тонкого кристалла с толщиной $d \ll \Lambda$, для которого $\tau_b = 2d \sin\theta_B / \pi c$. Если, например, $d = 0.1\Lambda$, то $\tau_b = 0.2$ фс. Однако в этом случае резко уменьшится интенсивность отраженного

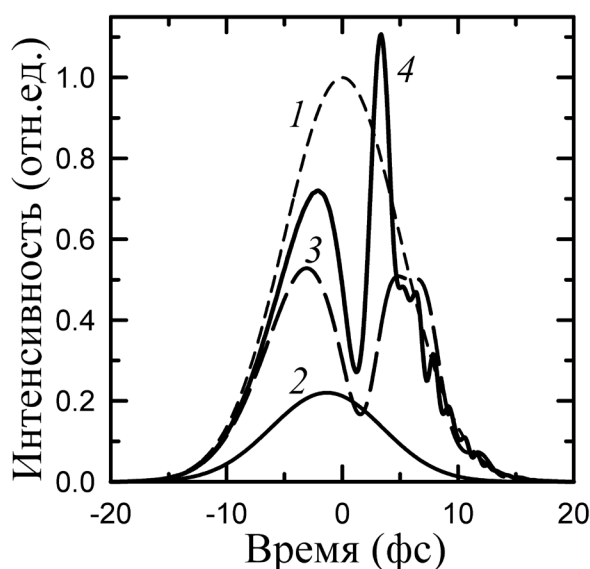


Рис. 3. Интенсивность падающего импульса (кривая 1) и интенсивности прошедшего импульса (кривые 2-4) в зависимости от времени при различных значениях параметра chirpирования β : 0 (кривая 2), 10 (кривая 3), 30 (кривая 4). Прошедший импульс становится выше, и он состоит из двух узких пиков (кривая 4).

Параметры импульса и кристалла как в подписи к рис. 1. импульса, так как коэффициент брэгговского отражения $|R| \sim (d/\Lambda)^2$.

Для сверхкоротких падающих импульсов с длительностью $\tau_0 < \tau_b$ длительность отраженного импульса определяется временем задержки при дополнительном прохождении волны со скоростью c в приповерхностном слое толщиной L в случае толстого кристалла и в кристалле с толщиной d в случае тонкого кристалла.

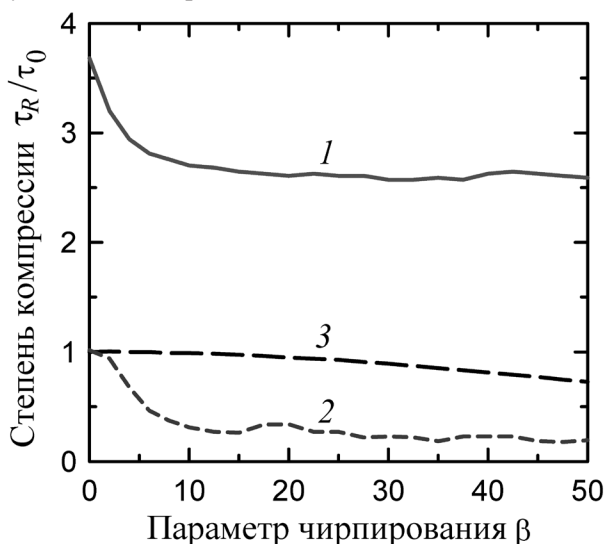


Рис. 4. Зависимость степени временной компрессии τ_R/τ_0 от параметра chirpирования β при различных длительностях падающего импульса: $\tau_0 = 1$ фс (кривая 1), 10 фс (кривая 2), и 100 фс (кривая 3). Значительная временная компрессия осуществляется только для падающих импульсов с длительностью $\tau_0 \sim 10$ фс (кривая 2). Толщина кристалла $d = 3$ мкм, симметричное брэгговское отражение $Si(220)$, длина волны $\lambda = 0.154$ нм.

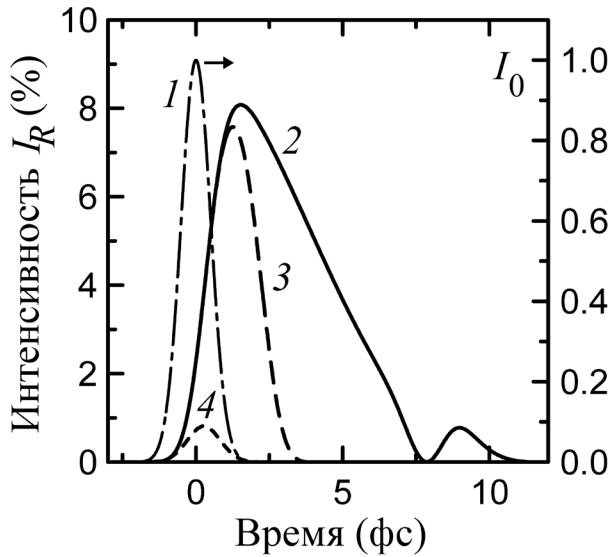


Рис. 5. Интенсивность падающего импульса с длительностью $\tau_0 = 1$ фс (кривая 1, правая шкала ординат) и интенсивности отраженного импульса (кривые 2-4) в зависимости от времени при различных толщинах кристалла d : 3 мкм (кривая 2), 1 мкм (кривая 3) и 0.2 мкм (кривая 4). Симметричный случай Брэгга, отражение Si(220), параметр chirпирования $\beta = 0$, длина волны $\lambda = 0.154$ нм.

Из рис. 5 видно, что с уменьшением толщины кристалла длительность отраженного импульса также уменьшается. Полная ширина на половине высоты (FWHM) $\Delta t_R = 1.18, 4.45, 2.03$ и 1.21 фс для кривых 1-4 соответственно. Из этих данных видно, что условие $\tau_0 \sim \tau_b$ выполняется только для тонкого кристалла с толщиной $d = 0.2$ мкм (кривая 4), поэтому только в этом случае возможна временная компрессия падающего на кристалл chirпированного импульса (см. рис. 6).

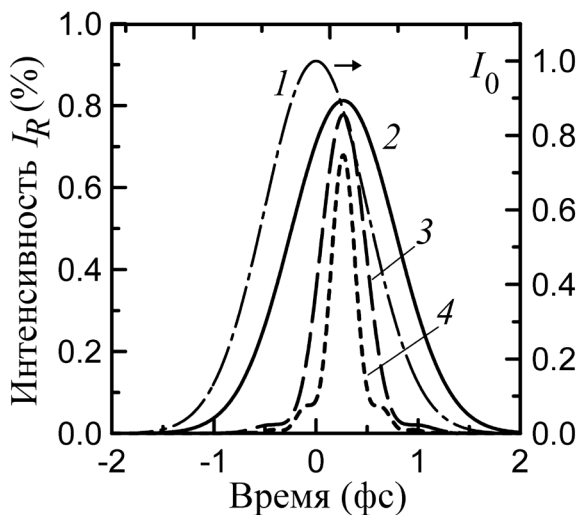


Рис. 6. Временная компрессия падающего импульса с длительностью $\tau_0 = 1$ фс (кривая 1, правая шкала ординат) после брэгговского отражения (кривые 2-5) от тонкого кристалла с толщиной $d = 0.2$ мкм при различных значениях параметра chirпирования β : 0 (кривая 2), 10 (кривая 3), 20 (кривая 4), 30 (кривая 5). Симметричный случай Брэгга, отражение Si(220), длина волны $\lambda = 0.154$ нм.

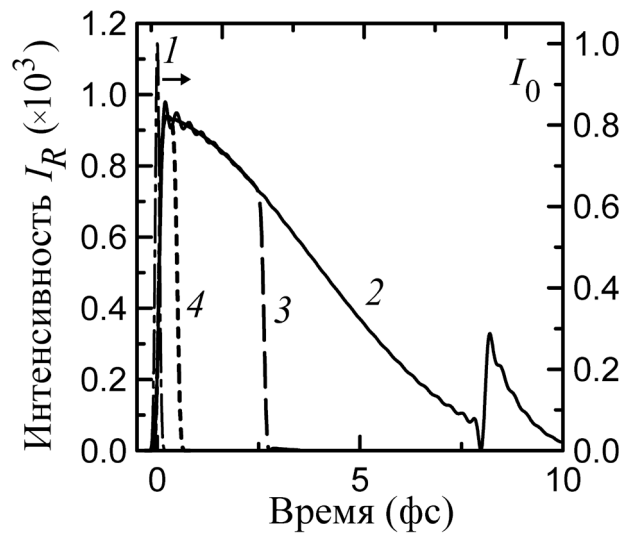


Рис. 7. Интенсивность падающего импульса с длительностью $\tau_0 = 0.1$ фс (кривая 1, правая шкала), и интенсивности отраженного импульса (кривые 2-4) в зависимости от времени при различных толщинах кристалла d : 3 мкм (кривая 2), 1 мкм (кривая 3), 0.2 мкм (кривая 4). Симметричное брэгговское отражение Si(220), параметр chirпирования $\beta = 0$, $\lambda = 0.154$ нм.

С увеличением параметра chirпирования β (см. рис. 6) длительность отраженного импульса уменьшается почти в 6 раз от $\Delta t_R = 1.21$ фс при $\beta = 0$ (кривая 2) до $\Delta t_R = 0.21$ фс при $\beta = 30$ (кривая 5).

Из рис. 7 видно, что уменьшение толщины кристалла также приводит к уменьшению длительности отраженного импульса при падении на кристалл сверхкороткого импульса с $\tau_0 = 0.1$ фс, однако при этом эффект временной компрессии не достигается при любых разумных параметрах chirпирования β , а длительность отраженного импульса $\Delta t_R > \tau_0$ даже для тонкого кристалла.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически проанализирована возможность временной компрессии, т.е. уменьшения длительности отраженных импульсов, при падении фемтосекундных импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах на монокристалл в условиях брэгговской дифракции. Рассмотрен случай chirпирования, при котором фаза падающих импульсов квадратично зависит от времени. Исследованы случаи длинных и коротких падающих импульсов, отражение от толстых и тонких кристаллов. Показана возможность практически десятикратного уменьшения длительности отраженного импульса по сравнению с падающим импульсом, имеющим длительность порядка 1-10 фс.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 13-02-00300, № 13-02-00760, № 14-26-07197 офн_м, № 15-02-01502). Автор признателен также Д. Новикову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elton RC. *X-ray lasers*. Academic Press, Inc. Harcourt Brace Jovanovich, Publishers, 1990, 285 p.
2. Saldin EL, Schneidmiller EA, Yurkov MV. *The physics of free electron lasers*. Berlin, Springer, 1999, 484 p.
3. Фетисов ГВ. *Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ*. М., Физматлит, 2007, 672 с.
4. Altarelli M. (eds.), *XFEL. Technical Design Report DESY 2006-097*. Hamburg, Germany, http://xfel.desy.de/tdr/index_eng.html.
5. Arthur J. *LCLS Conceptual Design Report*. 2002, LCLS, USA, <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/cdr>.
6. Tanaka T, Shintake T. *SCSS X-FEL Conceptual Design Report*, edited by Takashi Tanaka and Tsumoru Shintake. SCSS XFEL, R&D Group, RIKEN Harima Institute/SPRING-8, Japan, 2005, <http://www-xfel.spring8.or.jp/SCSSCDR.pdf>.
7. Saldin EL, Schneidmiller EA, Yurkov MV. FAST: a three-dimensional time-dependent FEL simulation code. *Nucl. Instr. Meth. A*, 1999, 429(2):233-237.
8. Saldin EL, Schneidmiller EA, Yurkov MV. The potential for the development of the X-ray free-electron laser. *Report TESLA-FEL 2004-02*, DESY, Hamburg, Germany, 2004, 39 p.
9. Saldin EL, Schneidmiller EA, Yurkov MV. Statistical and coherence properties of radiation from X-ray free-electron lasers. *New J. Phys.*, 2010, 12:035010(15).
10. Geloni G, Saldin E, Samoylova L, Schneidmiller E, Sinn H, Tschentscher Th, Yurkov M. Coherence properties of the European XFEL. *New J. Phys.*, 2010, 12:035021(15).
11. Chukhovskii FN, Forster E. Time-dependent X-ray Bragg diffraction. *Acta Cryst. A*, 1995, 51(5):668-672.
12. Shastri SD, Zambianchi P, Mills DM. Dynamical diffraction of ultrashort X-ray free-electron laser pulses. *J. Synchrotron Radiat.*, 2001, 8(7):1131-1135.
13. Shastri SD, Zambianchi P, Mills DM. Femtosecond X-ray dynamical diffraction by perfect crystals. *Proc. SPIE*, 2001, 4143:69-77.
14. Graeff W. Tailoring the time response of a Bragg reflection to short X-ray pulses. *J. Synchrotron Radiat.*, 2004, 11(3):261-265.
15. Graeff W. Short X-ray pulses in a Laue-case crystal. *J. Synchrotron Radiat.*, 2002, 9(1):82-87.
16. Malgrange C, Graeff W. Diffraction of short X-ray pulses in the general asymmetric Laue case - an analytic treatment. *J. Synchrotron Radiat.*, 2003, 10(3):248-254.
17. Бушуев ВА. Дифракционное отражение от кристалла фемтосекундных импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах. *Изв. РАН. Сер. физ.*, 2005, 69(12):1710-1715.
18. Bushuev VA. Diffraction of X-ray free-electron laser femtosecond pulses on single crystals in the Bragg and Laue geometry. *J. Synchrotron Radiat.*, 2008, 15(5):495-505.
19. Vartanyants IA, Robinson IK. Origins of decoherence in coherent X-ray diffraction experiments. *Optics Commun.*, 2003, 222(1-6):29-50.
20. Vartanyants IA, Robinson IK, McNulty I, David C, Wochner P, Tschentscher Th. Coherent X-ray scattering and lensless imaging at the European XFEL Facility. *J. Synchrotron Radiat.*, 2007, 14(6):453-470.
21. Bushuev V, Samoylova L. Reflection and transmission of XFEL SASE pulses by periodic multilayer structures. *Nucl. Instr. Meth. A*, 2011, 635(4):S19-S23.
22. Бушуев ВА, Самойлова Л. Монохроматизация фемтосекундных импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах с использованием квазизапрещенных брэгговских отражений от многослойных периодических структур. *Изв. РАН. Сер. физ.*, 2012, 76(2):180-185.
23. Ахманов СА, Дьяков ЮЕ, Чиркин АС. *Введение в статистическую радиофизику и оптику*. М., Наука, 1981, 640 с.
24. Бушуев ВА, Самойлова Л. Влияние дифракции в кристаллах на когерентные свойства импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах. *Кристаллография*, 2011, 56(5):876-885.
25. Бушуев ВА. Изменение функции пространственной когерентности при брэгговском отражении рентгеновского пучка. *Изв. РАН. Сер. физ.*, 2009, 73(1):56-60.
26. Бушуев ВА. Влияние пространственной когерентности рентгеновского излучения на зеркальное отражение от многослойных зеркал. *Изв. РАН. Сер. физ.*, 2010, 74(1):47-52.
27. Saldin E, Schneidmiller E, Shvyd'ko Yu, Yurkov M. X-ray FEL with a meV bandwidth. *Nucl. Instrum. Methods. A*, 2001, 475(2):357-362.
28. Geloni G, Kocharyan V, Saldin E. A simple method for controlling the line width of SASE X-ray FELs. *Report DESY 10-053*, Hamburg, Germany, 2010, 053:1-28.
29. Geloni G, Kocharyan V, Saldin E. Extension of self-seeding to hard X-rays > 10 keV as a way to increase user access at the European XFEL. *Report DESY 11-224*, Hamburg, Germany, 2011, 224:1-13.
30. Tschentscher Th. Layout of the X-ray systems at the European XFEL. *XFEL-EU TN-2011-001*, 2011, 001:1-21.
31. Бушуев ВА. Влияние теплового нагрева кристалла на дифракцию импульсов рентгеновского лазера на свободных электронах. *Изв. РАН. Сер. физ.*, 2013, 77(1):19-25.

32. Vartanyants IA, Singer A. Coherence properties of hard X-ray synchrotron sources and X-ray free-electron lasers. *New J. Physics*, 2010, 12:035004(23).
33. Cerbino R. Correlations of light in the deep Fresnel region: an extended Van Cittert and Zernike theorem. *Phys. Rev. A*, 2007, 75(5):053815(4).
34. Bushuev V, Samoylova L, Temporal and coherence properties of hard X-ray FEL radiation following Bragg diffraction by crystals. *Proc. SPIE*, 2011, 8141: 81410T(14); doi:10.1117/12.893054.
35. Bushuev VA. Effect of the temporal coherence of radiation fields of X-ray sources on the spatial coherence of beams and pulses. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, 2014, 78(12):1382-1387.
36. Виноградова МВ, Руденко ОВ, Сухоруков АП. *Теория волн*. М., Наука, 1990, 432 с.
37. Пинскер ЗГ. *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах*. М., Наука, 1974, 368 с.

Бушуев Владимир Алексеевич

д.ф.-м.н., проф., действительный член Российской академии естественных наук,

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

1/2, Ленинские горы, 119991 Москва, Россия
+7 495 939 1226, vabushuev@yandex.ru

TIME COMPRESSION OF X-RAY FREE-ELECTRON LASER PULSES UNDER CONDITIONS OF BRAGG DIFFRACTION

Vladimir A. Bushuev

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics. <http://www.phys.msu.ru>
119991 Moscow, Russian Federation
vabushuev@yandex.ru

Abstract. In the last years several laboratories actively work on construction of X-ray free electron lasers (XFEL) with wavelength of radiation of the order $\lambda \sim 0.1$ nm. Theoretical calculations show, that self-induced amplification of spontaneous radiation on the exit of an XFEL undulator forms a pulse composed of many ultra-short peaks with duration from a fraction up to tens femtosecond. A further tailoring of the X-ray radiation parameters is necessary for most experimental application. A quite natural solution for this task is diffraction on ideal single crystals.

A dynamical theory of diffraction of X-ray pulses with arbitrary form in the Bragg and the Laue cases was developed, which allows to consider special and temporal distribution of reflected and transmitted pulses at any given distance from a crystal with account of diffuse spreading of these pulses in the process of their propagation in space. It is shown, that super-short pulses with the duration about 0.1-1 fs are strongly widened in time and are deformed in form by the diffraction process.

In the present paper I investigate the possibility of time compression of pulses, i.e. the reduction of their duration by means of the Bragg reflection. It is shown, that in the case of incident chirp pulses, for which the instantaneous frequency of radiation has a linear time dependence, and the phase – a quadratic one, it is possible to achieve for 1-10 fs incident pulse a reduction of duration by a factor of 10. The effect is based on a large spectral width of the chirp pulses, comparable or even exceeding the typical width of a Bragg reflection for the plane wave case.

Keywords: free-electron lasers; ultrashort X-ray pulses; X-ray optics; dynamical diffraction.

PACS: 42.55.Vc

Bibliography – 37 references

Received 01.12.2014

RENSIT, 2014, 6(2):177-186

DOI: 10.17725/RENSITe.0006.201412c.0177