

Временная структура импульсов рентгеновского излучения пикосекундной лазерной плазмы

В.С.Беляев, Д.В.Ковков, А.П.Матафонов, Г.Ф.Карабаджак, Г.Г.Райкунов,
А.Я.Фаенов, С.А.Пикуз, И.Ю.Скобелев, Т.А.Пикуз, Д.А.Фокин, Г.Н.Игнатьев,
С.В.Капитанов, П.С.Крапива, К.Е.Коротков, В.Е.Фортов

Проведены экспериментальные исследования формы рентгеновского импульса, излучаемого пикосекундной лазерной плазмой. Впервые экспериментально обнаружено весьма необычное явление, состоящее в том, что для мишеней из умеренно тяжелых химических элементов при потоках лазерного излучения $\sim 10^{18}$ Вт/см² генерируемый лазерной плазмой импульс жесткого рентгеновского излучения имеет большую длительность, чем импульс более мягкого рентгеновского излучения. Предложена простая кинетическая модель, объясняющая данный факт. Впервые рассмотрен способ управления временной формой излучаемого лазерной плазмой рентгеновского импульса путем изменения контраста лазерного импульса.

Ключевые слова: лазерная плазма, рентгеновское излучение, пикосекундные импульсы.

1. Введение

Как известно, лазерная плазма является мощным источником коротковолнового излучения и в этом качестве может успешно использоваться для самых разнообразных приложений (см., напр., [1–22]). Исследованию спектральных и энергетических характеристик рентгеновского излучения плазмы посвящено значительное число работ, и к настоящему времени получена достаточно подробная информация об интегральных по времени излучательных характеристиках лазерной плазмы. Напротив, подробных исследований временных характеристик коротковолнового излучения лазерной плазмы до сих пор не проводилось. В первую очередь это касается случая лазерной плазмы, создаваемой мощными лазерными импульсами пико- и субпикосекундной длительности. Можно отметить лишь несколько работ (см., напр., [23–30]), в которых с пико- и даже субпикосекундным разрешением удалось зарегистрировать эмиссионные спектры в узких спектральных диапазонах, относящихся к мягкой рентгеновской области. При этом в качестве мишеней использовались сравнительно легкие химические элементы (в основном Mg, Al, Si), что, очевидно, не оптимально с точки зрения создания яркого источника рентгеновского излучения. По-видимому, только в работе [30] зависимость длительности свечения лазерной плазмы в мягком рент-

геновском диапазоне ($\lambda \sim 50$ Å) от интенсивности и контраста лазерного импульса исследовались как для легких (Al), так и тяжелых (Au) мишеней.

Результаты этих работ показали, что длительность излучаемого плазмой рентгеновского импульса даже при одинаковой длительности лазерного импульса в различных экспериментах может составлять от нескольких долей и единиц [23, 25] до десятков [28, 29] и даже сотен [23, 24, 27] пикосекунд, но вопрос о том, чем определяется эта длительность, фактически не ставился.

Между тем, знание временной формы генерируемого лазерной плазмой рентгеновского импульса представляется весьма важным для целого ряда возможных приложений. Например, в радиографии быстропотекающих процессов (ударных волн в конденсированных средах и т. п.) длительность рентгеновского импульса определяет временное разрешение радиографической методики. Важно также знать форму рентгеновского импульса для решения задач лабораторной астрофизики при моделировании с помощью лазерной плазмы астрофизических источников коротковолнового излучения и результатов его воздействия на вещество, находящееся в различном агрегатном состоянии, в том числе плазменном.

Помимо знания временной формы генерируемого импульса, для большинства приложений весьма актуальной является возможность управления ею. Из самых общих соображений ясно, что для этого могут быть использованы различные подходы, как более, так и менее очевидные. Например, очевидно, что уменьшением размера пятна фокусировки лазерного излучения на мишень можно добиться укорочения рентгеновского импульса, излучаемого лазерной плазмой, за счет ее более быстрого остывания. Естественно также, что изменение длительности лазерного импульса в определенных пределах будет вести к изменению длительности излучаемого плазмой импульса рентгеновского излучения. Имеются и менее очевидные факторы, также влияющие на временную форму генерируемого лазерной плазмой импульса (один из таких факторов рассматривается в настоящей работе). Однако

В.С.Беляев, Д.В.Ковков, А.П.Матафонов, Г.Ф.Карабаджак, Г.Г.Райкунов. ЦНИИ машиностроения, Россия, Московская обл., 141070 Королев, ул. Пионерская, 4; e-mail: vadimbelyaev@mtu-net.ru
А.Я.Фаенов, С.А.Пикуз, И.Ю.Скобелев, Т.А.Пикуз, Д.А.Фокин, В.Е.Фортов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 125412 Москва, Ижорская ул., 13, стр. 2; e-mail: faenov@ihed.ras.ru, igor.skobelev@gmail.com, fortov@ficp.ac.ru

Г.Н.Игнатьев, С.В.Капитанов, П.С.Крапива, К.Е.Коротков. ВНИИ автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 115304 Москва, ул. Лутанская, 9

Поступила в редакцию 4 марта 2013 г., после доработки – 28 мая 2013 г.

до настоящего времени возможность управления временной формой коротковолнового импульса, генерируемого лазерной плазмой, практически не исследовалась.

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования временной формы коротковолнового импульса, излучаемого пикосекундной лазерной плазмой, и впервые рассмотрен один из возможных способов управления ею, связанный с изменением амплитуды лазерного предимпульса, или контраста лазерного импульса.

2. Схема эксперимента и используемые методы диагностики

Эксперименты проводились на лазерной установке «Неодим» (ЦНИИМаш, Королев) мощностью 10 ТВт. Схема эксперимента представлена на рис.1. Импульс лазерного излучения на длине волны 1.055 мкм имел энергию 10 Дж при длительности 1.5 пс.

Лазерный пучок фокусировался внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 20 см на поверхность твердотельной мишени под углом 40° к ее нормали. Система фокусировки обеспечивала пиковую интенсивность $\sim 2 \times 10^{18}$ Вт/см² (диаметр лазерного пятна на мишени был равен ~ 15 мкм). Форма генерируемого плазмой импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) ($E_{\text{phot}} < 10$ кэВ) измерялась рентгеновским хронографическим регистратором СХР8 (ФГУП «ВНИИА им. Н.Л.Духова», Москва), который устанавливался симметрично нормали к мишени под тем же углом к ней. В качестве мишени использовалась плоская пластинка из меди толщиной 2 мм. Расчетное временное разрешение регистратора СХР8 составляло 2 пс. Спектральный диапазон регистратора определялся фильтрами из полипропиленовых пленок (суммарная толщина 2 мкм) и эффективностью золотого катода (слой Au толщиной 300 Å, нанесенный на полипропиленовую пленку толщиной 1 мкм) и в большинстве экспериментов составлял 0.1–10 кэВ (данные о спектральном пропускании были взяты из интернет-ресурса http://henke.lbl.gov/optical_constants/). Установка дополнительного фильтра из Al толщиной 10 мкм позволяла уменьшить диапазон регистрации до 1–10 кэВ.

Для регистрации оптического изображения с экрана использовалась ПЗС-камера с датчиком СФЭР11.02.000 (разработка ФГУП «ВНИИА им. Н.Л.Духова»), запуск которой осуществлялся от генератора, запускаемого от элементов схемы лазерного комплекса.

На рис.2 приведены хронограммы импульсов МРИ лазерной плазмы, полученные для спектральных диапазонов 0.1–10 и 1–10 кэВ.

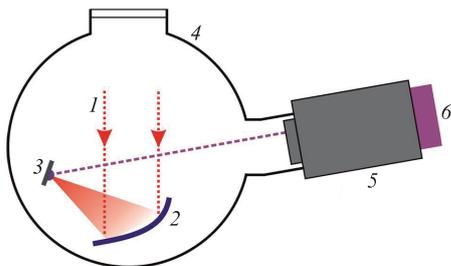


Рис.1. Схема эксперимента:

1 – излучение пикосекундного лазера; 2 – внеосевое параболическое зеркало; 3 – твердотельная мишень; 4 – вакуумная камера с соединительными фланцами; 5 – Регистратор СХР8; 6 – ПЗС-камера с датчиком СФЭР11.02.000.

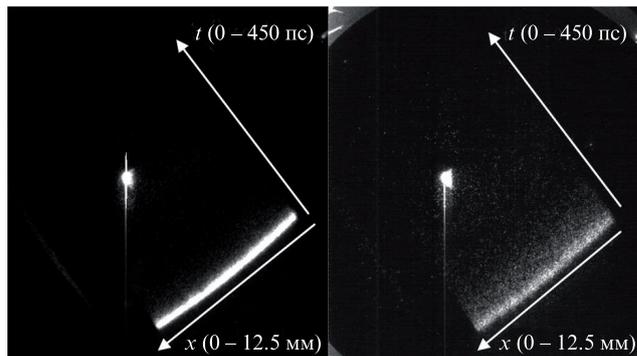


Рис.2. Импульсы МРИ при развертке 0,5 нс для спектральных диапазонов 0.1–10 кэВ (слева) и 1–10 кэВ (справа). Изображение в виде щели разворачивается по диагонали снизу вверх. Яркие пятна – результат прямой засветки люминофорного экрана РЭОП импульсом рентгеновского излучения.

В настоящей работе мы исследовали зависимости временных характеристик импульсов МРИ от контраста лазерного импульса $K = I_{\text{pulse}}/I_{\text{pre}}$, равного отношению интенсивности основного лазерного импульса к интенсивности предимпульса. Поскольку лазерный импульс имел два предимпульса – пикосекундный, возникающий за 13 нс до основного импульса, и предимпульс усиленного спонтанного излучения длительностью 4 нс, непосредственно примыкающий к основному, то ниже мы будем говорить о двух контрастах лазерного импульса, обозначив их $K_{13\text{ns}}$ и K_{ASE} соответственно. Также для удобства мы будем называть второй предимпульс «пьедесталом» (достаточно часто используемый термин), а для первого сохраним название «предимпульс».

Определенные с помощью СХР8 длительности свечения МРИ по уровням 0.1 и 0.5 для различных экспериментов составили 31–130 и 16–56 пс соответственно. Примеры зарегистрированных профилей импульсов МРИ приведены в разд.3.

3. Интерпретация экспериментальных данных

3.1. Теоретическая модель

Как видно из приведенных выше данных, в рентгеновском диапазоне плазма излучает в течение не более 100 пс. За это время при типичной скорости разлета ионов $\sim 10^7$ см/с плазма успевает расшириться на 10 мкм, что меньше ее начального размера, определяемого пятном фокусировки. Это означает, что при построении теоретической модели для качественного описания наблюдаемых закономерностей газодинамическим движением плазмы можно пренебречь.

Сценарий нагрева плазмы представим следующим образом. Сначала при воздействии на мишень лазерного предимпульса образуется преплазма, в которой формируется монотонно убывающий с расстоянием от мишени профиль плотности. Поскольку опережение предимпульса τ_{pre} составляет ~ 13 нс, то за это время плазма успевает значительно расшириться, и в некоторых ее областях электронная плотность понижается до критической, т. е. до $\sim 10^{21}$ см⁻³. Температура этой преплазмы может быть как низкой (при высоком контрасте лазерного импульса), так и весьма высокой (при низком контрасте). Вообще говоря, температура преплазмы должна зависеть от времени и отражать временной профиль предимпульса. По-

сколькo интенсивность предимпульса нарастает медленно, будем считать температуру преплазмы не зависящей от времени и равной T_0 . К чему должно приводить подобное упрощение задачи, мы обсудим ниже.

После прихода основного импульса в области плазмы с критической плотностью, где в основном и происходит его поглощение, температура плазмы скачком повышается до значения T_1 , значительно превышающего T_0 . Плотность же плазмы на интересующих нас масштабах времени порядка десятков пикосекунд из-за газодинамического движения меняться не будет, как это отмечалось выше. Небольшое изменение электронной плотности возможно за счет роста кратности ионизации плазмы, но при использовании мишеней из многоэлектронных атомов этот эффект незначителен, поскольку внешние электронные оболочки, ионизованные еще предимпульсом, содержат гораздо больше электронов, чем внутренние, и увеличение температуры плазмы уже не может существенно увеличить кратность ее ионизации. Отметим, что при использовании легких ионов этот эффект также не является существенным, т. к. в этом случае уже преплазма практически полностью ионизована и дальнейший рост кратности ионизации просто невозможен.

Таким образом, мы будем рассматривать плазму со следующими параметрами: $T_e = T_0$ при $t < \tau_{\text{пре}}$, $T_e = T_1$ при $t > \tau_{\text{пре}}$, $N_e = N_0 = 10^{21} \text{ см}^{-3}$ при всех значениях t .

Безусловно, эта модель является очень упрощенной и претендует лишь на качественное объяснение полученных экспериментальных результатов. Однако, как мы увидим ниже, оказывается, что она способна дать и достаточно адекватное количественное описание эксперимента.

Экспериментальная регистрация излучения медной плазмы проводилась в двух спектральных диапазонах: от 0.1 до 10 кэВ и от 1 до 10 кэВ. Эксперименты показали, что абсолютная величина импульса мягкого излучения более чем на порядок превышает величину импульса жесткого излучения. Для ионов меди наиболее яркими в диапазоне 0.1–1 кэВ являются спектральные линии, обусловленные резонансными переходами с основной M-оболочкой, т. е. переходы типа $1s^2 2l^8 3l^{n+1} 4l - 1s^2 2l^8 3l^{n+1}$ в ионах Cu XII – Cu XIX. В более жестком диапазоне максимальной интенсивностью будут обладать резонансные линии перехода $1s^2 2l^7 3l - 1s^2 2l^8$ Ne-подобного Cu XX, представляющего собой ион с основной L-оболочкой. (Отметим, что типичные спектры переходов такого типа приведены в [31–34] для случаев использования медных и цинковых мишеней, нагреваемых, в том числе, и пикосекундным лазерным импульсом.) Поэтому рассмотрим кинетическую модель, в которой имеются четыре иона, обозначенных индексами от 0 до 3. Будем считать, что излучение в диапазоне 0.1–1 кэВ обусловлено переходами в ионе с индексом 1, тогда как более жесткое излучение в области 1–10 кэВ – спектральными линиями иона с индексом 2. Следовательно, первый ион представляет собой некий усредненный M-ион, а второй – первый из L-ионов, т. е. Cu XX. Далее мы будем считать, что ионы с индексами 0 и 3 вклад в излучение не дают. Для иона с индексом 3, который по сути является F-подобным ионом Cu XXI, такое предположение вполне оправданно, поскольку при не слишком высоких температурах его излучение будет гораздо слабее, чем излучение Ne-подобного иона Cu XX. Ион с индексом 0 будет представлять собой средний малозарядный M-ион, при ионизации которого образуются M-ионы, излучающие в рассматриваемом спектральном диапазоне.

В системе кинетических уравнений для населенностей N_i основных состояний ионов необходимо учесть только процессы ионизации, поскольку рекомбинация станет важна лишь на стадии газодинамического разлета плазмы, т. е. на значительно больших временах:

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{dt} &= -N_0 W_{01}, \\ \frac{dN_1}{dt} &= N_0 W_{01} - N_1 W_{12}, \\ \frac{dN_2}{dt} &= N_1 W_{12} - N_2 W_{23}, \end{aligned} \quad (1)$$

где W_{ik} – вероятности ионизации электронным ударом. В соответствии с формулой Ситона (см., напр., [35]) их можно записать в виде

$$W_{ik} = 4.3 \times 10^{-8} m N_e (\text{Ry}/E_{ik})^{3/2} \beta^{-1/2} e^{-\beta}, \quad \beta = E_{ik}/T_e, \quad (2)$$

где E_{ik} – потенциал ионизации иона i ; $\text{Ry} = 13.6 \text{ эВ}$; m – число электронов в валентной оболочке.

Полагая, что в начальный момент времени все ионы находятся в состоянии 0, т. е. $N_0(0) = N$, решение системы (1) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N \frac{W_{01}}{W_{12} - W_{01}} (e^{-W_{01}t} - e^{-W_{12}t}) + N_1(0) e^{-W_{12}t}, \\ N_2(t) &= N \frac{W_{01} W_{12}}{W_{12} - W_{01}} \left(\frac{e^{-W_{01}t} - e^{-W_{23}t}}{W_{23} - W_{01}} - \frac{e^{-W_{12}t} - e^{-W_{23}t}}{W_{23} - W_{12}} \right) \\ &\quad + N_2(0) e^{-W_{23}t} + \frac{N_1(0)}{W_{12} - W_{23}} (e^{-W_{23}t} - e^{-W_{12}t}). \end{aligned} \quad (3)$$

Излучение плазмы пропорционально населенностям основных состояний ионов, поэтому ниже мы будем считать, что временной профиль импульса МРИ совпадает с формой профилей $N_i(t)$ импульсов, излучающих в соответствующем спектральном диапазоне.

Напомним, что в (3) N_1 представляет собой ион, излучающий в диапазоне 0.1–1 кэВ, а N_2 – ион, излучающий в диапазоне 1–10 кэВ. Вообще говоря, в системе (1) можно было бы учесть все возможные M-ионы, но поскольку их вероятности ионизации близки, то это только «размазало» бы концентрацию иона N_1 по нескольким состояниям, а т. к. для интенсивности свечения важна сумма концентраций всех M-ионов, то конечный результат изменился бы весьма мало, а аналитическое решение было бы уже не таким наглядным. Впрочем, подобное уточнение рассматриваемой кинетической модели возможно, но оно имеет смысл лишь с одновременным учетом временного профиля лазерного предимпульса и с переходом от аналитического к численному решению системы (1) с зависящими от времени коэффициентами.

Как будет показано ниже, аналитическое решение (3) системы (1) позволяет качественно (и даже количественно) интерпретировать результаты проведенных измерений и понять, какие характеристики лазерного предимпульса влияют на временной профиль импульса МРИ, генерируемого лазерной плазмой.

3.2. Длительность свечения плазмы в различных спектральных диапазонах

Рассмотрим сначала эксперименты, проведенные при максимально возможном контрасте лазерного импульса (рис. 3). В этом случае преплазма также создается, но температура ее весьма мала, так что вклад в импульс МРИ преплазма заведомо не вносит. В рассмотренной выше модели этот случай соответствует $T_0 \rightarrow 0$, $N_0(0) = N$, $N_1(0) = N_2(0) = 0$.

Прежде всего из формул (3) видно, что рост населенности основного состояния иона i обусловлен скоростью процесса ионизации $(i - 1) \rightarrow i$, а ее последующий спад – скоростью ионизации $i \rightarrow (i + 1)$. Пока состояние иона соответствует M-оболочке, эти скорости лишь медленно спадают с ростом i . Это означает, что длительности переднего и заднего фронтов импульса МРИ будут близки, но задний фронт будет несколько затянут.

При переходе от M- к L-оболочке происходит резкое уменьшение скорости ионизации. Это означает, что свечение Ne-подобного CuXX должно иметь при фиксированной температуре несколько более затянутый передний фронт ($W_{i-1,i}$ для CuXX несколько меньше, чем для CuXIX), и сильно затянутый задний фронт, т.к. $W_{i,i+1}$ для CuXX гораздо меньше, чем для CuXIX. Это хорошо видно из сравнения рис.4 и 5, где представлены временные профили концентраций ионов CuXIX и CuXX, рассчитанные для различных температур T_1 . Входящие в формулы (3) значения потенциалов ионизации ионов меди были взяты из базы данных SPECTR-W³ [36].

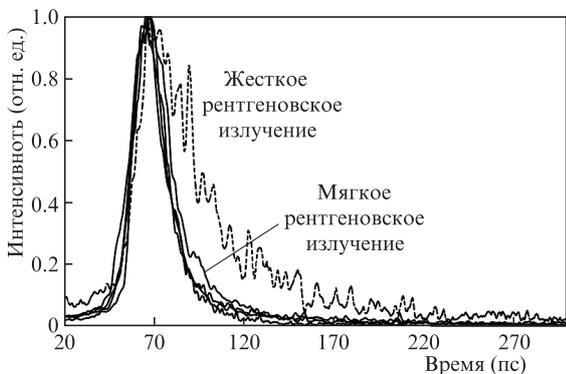


Рис.3. Форма импульсов мягкого (диапазон 0.1–10 кэВ) и жесткого (1–10 кэВ) рентгеновского излучения, излучаемых пикосекундной лазерной плазмой при максимальных лазерных контрастах $K_{13ns} = 2 \times 10^7$ и $K_{ASE} = 10^8$. МРИ регистрировалось в четырех экспериментах, абсолютная величина его импульса более чем на порядок превышала величину импульса жесткого излучения.

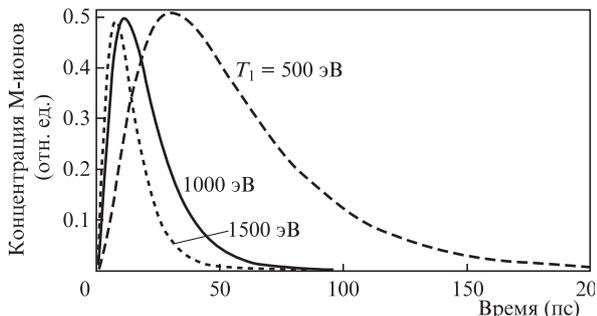


Рис.4. Временные профили концентраций иона CuXIX, рассчитанные для различных значений T_1 .

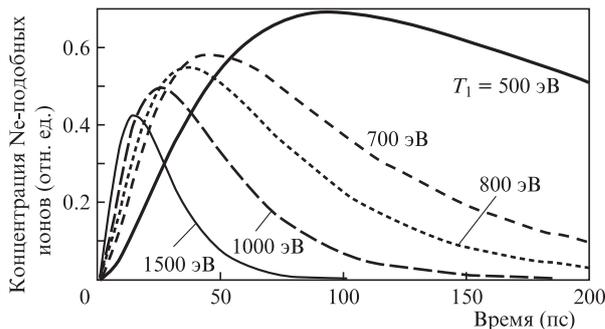


Рис.5. Временные профили концентраций иона CuXX, рассчитанные для различных значений T_1 .

Результаты экспериментов, проведенных при максимальном контрасте лазерного импульса, приведены на рис.3, а на рис.6 они сопоставлены с расчетом для $T_1 = 1$ кэВ. Отметим, что на временах 1–5 пс расчетные кривые имеют более резкий передний фронт, чем наблюдаемые. Это вполне естественно, поскольку временное разрешение используемого прибора не лучше 2 пс, и наблюдение более крутых фронтов с его помощью невозможно.

Следует подчеркнуть, что единственным свободным параметром используемой кинетической модели является температура плазмы T_e . То, что подбором ее значения удается описать сразу две временные зависимости, полученные в различных спектральных диапазонах, говорит как об адекватности модели расчета, так и о возможности ее использования для диагностики температуры плазмы. Речь, конечно, идет о температуре основной части электронов, поскольку присутствие в плазме быстрых электронов (с энергиями в десятки и сотни кэВ) практически не скажется на скоростях ионизационных процессов.

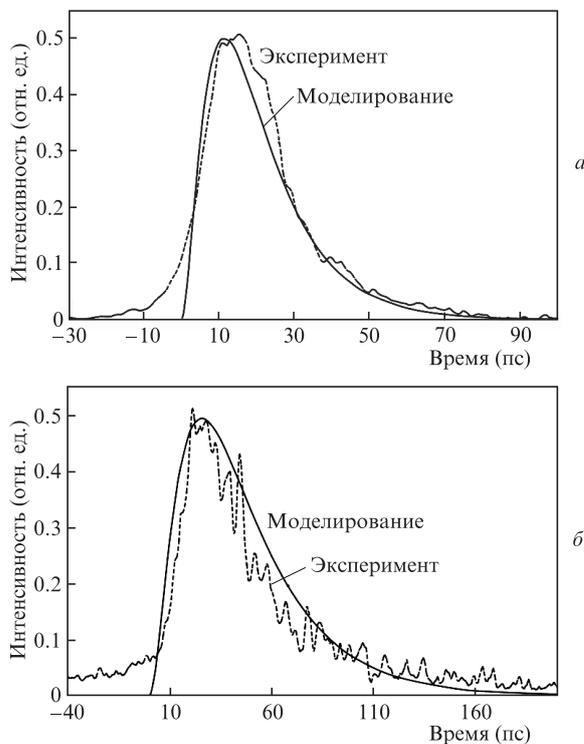


Рис.6. Экспериментальные и расчетные данные для рентгеновского излучения в диапазонах 0.1–10 кэВ (а) и 1–10 кэВ (б). В обоих случаях расчет сделан при $T_1 = 1$ кэВ.

Как хорошо видно из рис.6, наша модель полностью объясняет тот достаточно неожиданный экспериментальный факт, что импульс более жесткого МРИ лазерной плазмы имеет ббольшую длительность, чем импульс более мягкого диапазона. Еще раз отметим, что связано это, главным образом, с тем, что до начала газодинамического движения спад свечения того или иного иона определяется скоростью его ионизации. Эта скорость спадает медленнее при увеличении заряда иона, пока в процесс вовлекаются электроны из одной оболочки, и быстрее, когда происходит переход к более глубоко лежащей оболочке. Поскольку более жесткое излучение плазмы обусловлено как раз ионами больших кратностей, то это и приводит к их большему времени свечения по сравнению с менее заряженными.

3.3. Влияние лазерных предимпульсов различных типов на временные характеристики импульсов МРИ, излучаемых пикосекундной лазерной плазмой

Теперь рассмотрим ситуацию, когда контраст лазерного излучения K_{ASE} не слишком велик. В этом случае пьедестал лазерного импульса создает преплазму, которая излучает в диапазоне 0.1–1 кэВ. Решение (3) системы уравнений (1) позволяет и в этом случае получить временной профиль светимости плазмы. Для этого сначала решаем систему (1) с начальным условием $N_0(0) = N, N_1(0) = N_2(0) = 0$ и значениями W_{ik} , рассчитанными для температуры T_0 , затем определяем из формул (3) величины $N_i(\tau_{pre})$ и далее используем их как начальные условия для системы (1) с коэффициентами W_{ik} , рассчитанными уже для температуры T_1 .

На рис.7 приведены результаты расчета для нескольких значений температуры преплазмы T_0 при фиксированной температуре T_1 . Варьирование T_0 позволяет качественно изучить влияние изменения K_{ASE} , поскольку расчет с большей температурой T_0 , очевидно, соответствует ситуации с меньшим контрастом лазерного излучения. Из рис.7 видно, что пьедестал может изменять (растягивать) передний фронт генерируемого плазмой импульса МРИ и не должен влиять на его задний фронт. Влияние пьедестала на передний фронт будет отчетливо заметно, если температура преплазмы T_0 достаточна для ионизации М-оболочки ионов меди. В наших экспериментах такое влияние не наблюдалось (рис.8). Это означает, что температура преплазмы даже при контрасте на уровне 10^3 не превышала 100–200 эВ.

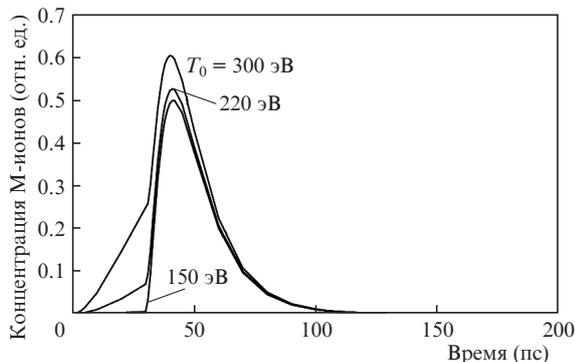


Рис.7. Временные профили концентраций иона Cu XIX, рассчитанные для различных значений T_0 и фиксированной температуры $T_1 = 1$ кэВ при $\tau_{pre} = 30$ пс.

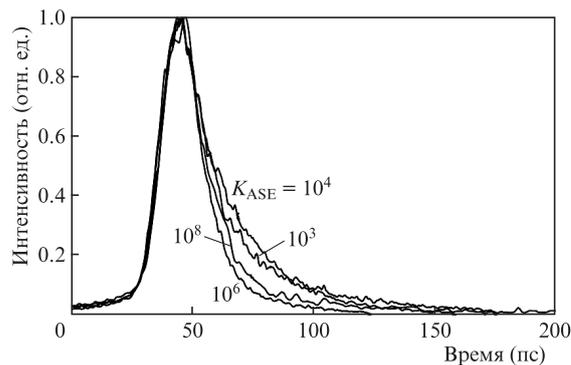


Рис.8. Форма импульсов мягкого (0.1–10 кэВ) рентгеновского излучения, излучаемых пикосекундной лазерной плазмой при максимальном контрасте $K_{13ns} = 2 \times 10^7$ и различных значениях K_{ASE} .

Однако даже не слишком интенсивный лазерный предимпульс может заметно сказаться на генерируемой плазмой импульсе МРИ, если сделать его длительность очень большой, наносекундной. Действительно, в этом случае сформированная им преплазма ко времени прихода основного импульса успеет разлететься и создать большое облако плазмы с докритической плотностью $N_e < 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Из-за большого размера этого облака существенная часть энергии основного лазерного импульса не дойдет до области критической плотности, а будет поглощена ранее. Это приведет к тому, что средняя плотность плазмы, нагретой до высокой температуры, будет уже несколько меньше критической. Соответственно меньше станут все скорости ионизации, а значит, меньше будут градиенты как на переднем, так и на заднем фронте импульса МРИ. Следовательно, в таком случае ширина импульса МРИ должна возрасти.

Для моделирования такой ситуации был использован предимпульс пикосекундной длительности, отстоящий от основного на ~ 13 нс. В экспериментах лазерный контраст по отношению к этому предимпульсу был понижен от обычного значения 2×10^7 до 10^4 , что, как видно из рис.9, действительно привело к уширению импульса МРИ. Из этого рисунка также видно, что результаты расчета, полученные для $N_e = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 1000$ эВ, очень хорошо моделируют результат эксперимента.

Таким образом, предлагаемая в работе простая кинетическая модель позволяет описать результаты проведенных лазерных экспериментов. Существенно, что ее использование дает возможность прогнозировать, как из-

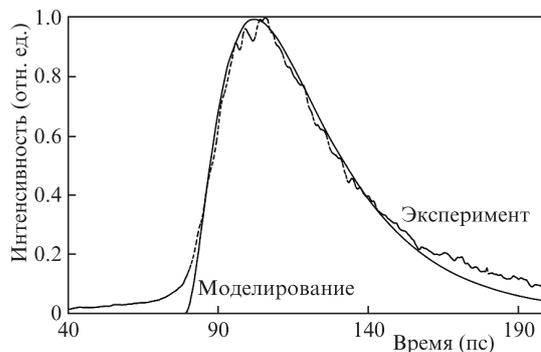


Рис.9. Экспериментальные и расчетные данные для рентгеновского излучения в диапазоне 0.1–10 кэВ. Эксперимент проведен при низком ($K_{13ns} = 10^3$) и высоком ($K_{ASE} = 10^8$) контрасте, расчет — при $T_1 = 1$ кэВ и $N_e = 5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

мениться генерируемый импульс МРИ при изменении того или иного параметра лазерного предимпульса.

4. Заключение

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования формы коротковолнового импульса, излучаемого пикосекундной лазерной плазмой, и впервые рассмотрен один из возможных способов управления его временной формой, связанный с изменением характеристик лазерного предимпульса, или контраста лазерного излучения. Предложена простая кинетическая модель, позволяющая описать результаты экспериментов, проведенных при пикосекундной длительности лазерного импульса. Использование этой модели дает возможность прогнозировать, как изменится генерируемый импульс МРИ при изменении того или иного параметра лазерного предимпульса.

Экспериментально показано, что при потоках лазерного излучения $\sim 10^{18}$ Вт/см² ухудшение контраста для пьедестала лазерного импульса до $\sim 10^3$ практически не меняет форму генерируемого импульса МРИ, тогда как ухудшение контраста предимпульса пикосекундной длительности, отстоящего от основного на время ~ 13 нс, до таких же значений дает расширение импульса МРИ в 2–3 раза.

Экспериментально установлен весьма неожиданный факт: для мишеней с $Z \sim 20$ –30 при указанных выше потоках лазерного излучения импульс более жесткого МРИ лазерной плазмы имеет большую длительность, чем импульс более мягкого диапазона. В рамках предложенной кинетической модели дано объяснение этому явлению.

Интересно отметить, что кинетическая модель предсказывает возможность управления формой генерируемого импульса МРИ путем изменения контраста по пикосекундному пьедесталу или за счет введения дополнительного пикосекундного предимпульса. Однако это влияние будет существенным при снижении контраста до 10^2 – 10^0 , когда температура преплазмы будет достаточной для ионизации М-оболочки ионов мишени. Эксперименты с такими контрастами пока не проводились.

Очень важным следствием использованной кинетической модели является то, что для получения сверхкоротких импульсов рентгеновского излучения для нагрева плазмы следует использовать сверхвысококонтрастные лазерные импульсы, при которых преплазма не создается. Только в этом случае кинетика ионизации будет определяться твердотельной плотностью электронов, что может позволить сократить времена ионизации на 2–3 порядка и при оптимальных условиях (достаточная температура, правильно выбранный спектральный диапазон) получить длительность генерируемого рентгеновского импульса на уровне единиц и долей пикосекунд. Этот вывод подтверждают эксперименты работы [26], в которой, как это следует из нашей модели, именно использование лазерного контраста $\sim 10^{10}$ (вторая гармоника лазерного излучения) позволило получить длительность рентгеновского импульса 0.5–1 пс.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 12-02-00489, 13-02-00295, 13-02-00878, 12-02-91169-ГФЕН_а) и Программой фундаментальных исследований № 2 Президиума РАН.

1. McPherson A. et al. *Nature (Ldn)*, **370**, 631 (1994).
2. Donnelly T.D. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 2472 (1996).
3. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Михеев П.М. и др. *Квантовая электроника*, **34**, 135 (2004).
4. Chu H.-H. et al. *Phys. Rev. A*, **71**, 061804(R) (2005).
5. Гордиенко В.М., Курилова М.В., Раков Е.В. и др. *Квантовая электроника*, **37**, 651 (2007).
6. Kugland N.L. et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **79**, 10E917 (2008).
7. Kugland N.L. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 241504 (2008).
8. Chen L.M. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 215004 (2010).
9. Коробкин Ю.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. *Квантовая электроника*, **40**, 811 (2010).
10. Zhang L., Chen L.-M., Yuan D.-W., et al. *Opt. Express*, **19**, 25812 (2011).
11. Фаенов А.Я., Магунов А.И., Пикуз С.А. мл. и др. *ЖЭТФ*, **107**, 351 (2008).
12. Fukuda Y., Faenov A.Ya., Pikuz T., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 121110 (2008).
13. Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Fukuda Y., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 101107 (2009).
14. Fukuda Y., Faenov A.Ya., Tampo M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 165002 (2009).
15. Фаенов А.Я., Пикуз С.А. мл., Жидков А.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **92**, 415 (2010).
16. Kawase K., Kando M., Hayakawa T., et al. *Nucl. Instr. Meth. A.*, **637**, S141-S144 (2011).
17. Андреев А.А., Галкин А.Л., Калашников М.П. и др. *Квантовая электроника*, **41**, 729 (2011).
18. Андреев А.А., Платонов К.Ю. *Квантовая электроника*, **41**, 515 (2011).
19. Zigler A., Palchan T., Bruner N., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 134801 (2011).
20. Hayashi Y., Pirozhkov A.S., Kando M., et al. *Opt. Lett.*, **36**, 1614 (2011).
21. Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Жвания И.А. и др. *Квантовая электроника*, **42**, 957 (2012).
22. Пенто А.В., Никифоров С.М., Симановский Я.О. и др. *Квантовая электроника*, **43**, 55 (2013).
23. Murane M.M., Kapteyn H.C., Falcone R.W. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **B43**, 463 (1989).
24. Никлес П., Калашников М.П., Шнюрер М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **62**, 910 (1995).
25. Gallant P., Jiang Z., Chien C.Y., et al. *J. Quantum Spectr. & Radiat. Transf.*, **65**, 243 (1999).
26. Gallant P., Forget P., Dorchie F., et al. *Rev. Sci. Instrum.*, **71**, 3627 (2000).
27. Maksimchuk A., Nantel M., Ma G., et al. *J. Quantum Spectr. & Radiat. Transf.*, **65**, 367 (2000).
28. Bastiani-Ceccotti S., Renaudin P., Dorchie F., et al. *High Energy Density Phys.*, **6**, 99 (2010).
29. Brown C.R.D., Hoarty D.J., James S.F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 185003 (2011).
30. Umstadler D. et al. *J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transfer*, **54**, 401 (1995).
31. Fournier K.B., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., et al. *Phys. Rev. E*, **67**, 016402 (2003).
32. Fournier K.B., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., et al. *J. Quantum Spectr. & Radiat. Transf.*, **81**, 167 (2003).
33. Fournier K.B., Faenov A.Ya., et al. *J. Phys. B*, **36**, 3787 (2003).
34. Fournier K.B., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., et al. *Phys. Rev. E*, **70**, 016406 (2004).
35. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
36. <http://spectr-w3.snz.ru>.