

Генерация гамма-излучения субтераваттным сверхкоротким лазерным импульсом: оптимизация преплазмы и длительности импульса

С.А.Шуляпов, И.Н.Цымбалов, К.А.Иванов, Г.А.Господинов,
Р.В.Волков, В.Ю.Быченков, А.Б.Савельев

Экспериментально и численно исследовано ускорение электронов в плазме при взаимодействии с субтераваттным лазерным импульсом (интенсивность излучения $\sim 3 \times 10^{18}$ Вт/см² при длительности импульса 50 фс). Преплазменный слой на поверхности молибденовой мишени создавался дополнительным лазерным импульсом длительностью 8 нс и интенсивностью $\sim 2 \times 10^{12}$ Вт/см². Показано, что увеличение длительности лазерного импульса до 1700 фс при неизменной энергии (и пропорциональном уменьшении интенсивности) приводит к повышению выхода тормозного γ -излучения более чем на порядок при опережении наносекундным импульсом фемтосекундного на 15–25 нс. На основе данных интерферометрии, диагностики оптического и γ -излучения плазмы продемонстрирована существенная роль столкновительной ионизации атомов электронами, осциллирующими в поле такого лазерного импульса, в формировании профиля электронной концентрации. Определена чувствительность описываемого эффекта к уровню усиленной спонтанной люминесценции, несмотря на воздействие наносекундного импульса. Численное моделирование показало, что при большой длительности импульса к ускорению электронов приводит опрокидывание плазменных волн, возбуждаемых в ходе вынужденного комбинационного рассеяния лазерного излучения.

Ключевые слова: субрелятивистская интенсивность, преплазма, контраст, усиленная спонтанная люминесценция, лазерная плазма, ускорение электронов, столкновительная ионизация.

1. Введение

Фемтосекундная (ФС) лазерная плазма является ярким источником высокоэнергетичных электронов, которые при распространении в веществе приводят к генерации жесткого тормозного рентгеновского и γ -излучения [1–3]. Предымпульсы или усиленное спонтанное излучение (ASE), сопровождающие основной лазерный импульс, могут создавать плазменный слой на поверхности мишени, что в значительной мере определяет механизмы ускорения электронов. Процессы, протекающие в плазме при разных контрасте, интенсивности излучения и длительности импульса, широко обсуждаются в литературе [4–7]. Однако вопрос их оптимизации для повышения эффективности генерации быстрых релятивистских электронов остается открытым.

В работе [8] было показано, что при низком контрасте импульса по уровню ASE (10^{-5}) увеличение его дли-

тельности с 45 до 350 фс при неизменной энергии (при этом интенсивность снижалась с 7×10^{17} до 9×10^{16} Вт/см²) приводит к значительному увеличению выхода и энергий γ -квантов, генерируемых при взаимодействии излучения с металлическими мишенями (сталь, свинец). Вместе с тем при высоком контрасте импульса по уровню ASE (10^{-8} в [8]) описанный эффект не наблюдался [7, 9].

С целью изучения процессов в плазме в условиях управляемых изменений параметров преплазменного слоя в работах [10, 11] использовался импульс наносекундной (НС) длительности (~ 10 нс) в качестве искусственного предымпульса для основного ФС импульса релятивистской интенсивности (50 фс, 3×10^{18} Вт/см²) с хорошим контрастом (10^{-7}). В такой схеме с искусственным НС предымпульсом наблюдалось повышение максимальной энергии γ -излучения более чем в 7 раз по сравнению со случаем одиночного ФС импульса [11]. В этой же схеме был зарегистрирован коллимированный высокоэнергетичный электронный пучок с большим зарядом (расходимость ~ 50 мрад, температура (наклон спектра) ~ 2 МэВ, заряд ~ 10 пКл) [12].

В настоящей работе представлены результаты исследований генерации γ -излучения в присутствии искусственного НС предымпульса при различных длительностях ФС импульса. Показано, что увеличение длительности основного ФС импульса с 50 до 1700 фс при опережении НС предымпульсом основного импульса примерно на 20 нс приводит к повышению выхода γ -излучения плазмы более чем в 10 раз. При этом энергии генерируемых γ -квантов значительно превышают осцилляторные энергии электронов (~ 10 – 30 кэВ), соответствующие интенсивностям растянутых ФС импульсов. Численное моделирование показало, что к ускорению электронов приводит развитие параметрических процессов в плазме, а необходимый для этого плазменный градиент формируется вследствие стол-

С.А.Шуляпов, Г.А.Господинов, Р.В.Волков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: ser270489@yandex.ru

И.Н.Цымбалов. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Институт ядерных исследований РАН, Россия, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября, 7а, стр. 3

К.А.Иванов, А.Б.Савельев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 6 февраля 2020 г., после доработки – 4 марта 2020 г.

кновительной ионизации электронами, осциллирующими в поле ФС импульса.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Для генерации основного излучения использовалась лазерная система на основе кристалла $Ti:Sa$ с центральной длиной волны генерации $\lambda_0 = 813$ нм и частотой следования импульсов 10 Гц. Излучение имело р-поляризацию. При минимальной длительности ФС импульса (FWHM) $\tau_0 = 50 \pm 5$ фс и энергии 25 мДж максимальная интенсивность излучения I_0 на мишени достигает $\sim 3 \times 10^{18}$ Вт/см² (интегральная плотность потока энергии $F_0 \approx 1.5 \times 10^5$ Дж/см²). Увеличение длительности импульса до 1700 фс осуществлялось посредством изменения расстояния между дифракционными решетками в компрессоре лазерной системы.

Автокорреляционная функция 3-го порядка ФС импульса приведена на рис.2. Во временном профиле ФС импульса присутствовали предимпульсы с задержкой -20 пс и -14 нс с контрастом $\sim 4 \times 10^{-5}$ и $\sim 5 \times 10^{-8}$ соответственно (при отрицательной задержке НС импульс опережает ФС); контраст по ASE составлял $\sim 10^{-7}$ (при задержках от -50 до -175 пс). Контраст может быть повышен путем использования в лазерной системе, основанной на генерации ортогонально-поляризованной волны (cross-polarized wave, XPW) [13]; при этом уровень ASE опускается ниже 10^{-9} .

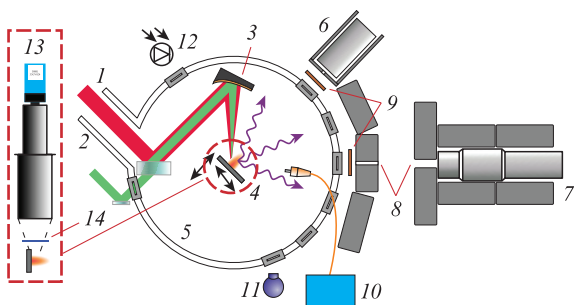


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – излучение $Ti:Sa$ -лазера; 2 – излучение $Nd:YAG$ -лазера; 3 – параболическое зеркало; 4 – мишень; 5 – вакуумная камера; 6, 7 – сцинтилляционные детекторы; 8 – коллиматоры; 9 – металлические (Pb, W, Cu) фильтры; 10 – оптический спектрометр; 11 – видеокамера; 12 – фотодиод; 13 – микроскоп с камерой, расположенный над мишенью (оптическая ось перпендикулярна плоскости падения излучения на мишень); 14 – интерференционный фильтр.

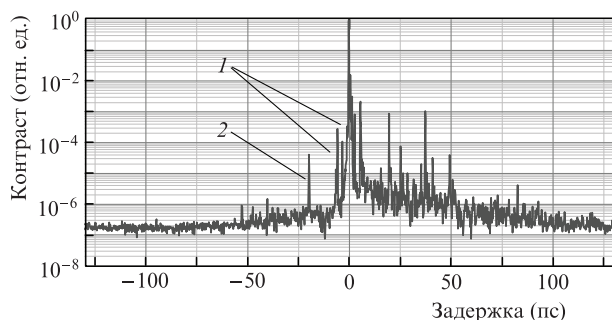


Рис.2. Автокорреляционная функция 3-го порядка ФС импульса (без использования схемы XPW): 1 – артефакты; 2 – предимпульсы при задержке -20 пс.

Для генерации искусственного НС предимпульса использовался $Nd:YAG$ -лазер с модуляцией добротности. Длина волны излучения составляла 1064 нм, длительность импульса (FWHM) – 8 нс, энергия – 150 мДж, интенсивность на мишени была $\sim 2 \times 10^{12}$ Вт/см². Задержка между максимумами ФС и НС импульсов устанавливалась от -50 до 10 нс с точностью ~ 1 нс, что контролировалось быстрым фотодиодом EOT ET-2000.

В пространстве пучки ФС и НС излучений совмещались с помощью дихроичного зеркала, установленного перед внеосевым параболическим зеркалом (off-axis parabola, OAP; фокусное расстояние 76.2 мм, $f/5$ для ФС и $f/8$ для НС), которое фокусировало оба пучка на мишень под углом 45° к нормали. Для измерения размеров пучков и контроля их соосности изображение фокальной плоскости OAP с увеличением переносилось на матрицу ПЗС-камеры с помощью микрообъектива (числовая апертура $NA = 0.3$), устанавливаемого вместо мишени. Диаметры пучков (FWHM) составляли ~ 2.5 мкм для ФС излучения и ~ 15 мкм для НС. Поскольку длина Рэлея для НС пучка (~ 150 мкм) значительно превышала длину Рэлея для ФС пучка (~ 10 мкм), смещение мишени вдоль оси пучков позволяло управлять положением точки фокусировки ФС импульса над ее поверхностью без существенного влияния на плазменный градиент, создаваемый НС импульсом.

В качестве мишени использовались молибденовые (Mo) пластинки толщиной 2 мм, установленные на трехосевую координатную систему, позволяющую перемещать область взаимодействия на неповрежденную поверхность мишени после каждого лазерного импульса, а также смещать плоскость мишени вдоль фокальной оси. Лазерно-плазменное взаимодействие происходило в вакуумной камере при остаточном давлении газа $\sim 10^{-2}$ Тор.

Регистрация γ -излучения проводилась с помощью сцинтилляционных детекторов на основе кристалла $NaI(Tl)$, которые были экранированы свинцовыми блоками и закрыты от плазмы металлическими фильтрами. Один из детекторов (с кристаллом толщиной 70 мм) использовался для измерения интегральной интенсивности γ -излучения. Перед вторым детектором (толщина кристалла 63 мм) располагались дополнительные диафрагмы, ослабляющие поток γ -излучения, что позволяло вывести его в одноквантовый режим для измерения спектров γ -излучения, на основе которых оценивалась температура быстрых электронов плазмы [8, 14]. Под температурой понимается параметр T , определяющий крутизну спада энергетического спектра $N(E)$ электронов или γ -квантов при его аппроксимации функцией $\exp(-E/T)$.

Спектры оптического излучения плазмы измерялись спектрометром Solar S150-II, приемное волокно которого было расположено близко к оси лазерного пучка, отраженного от мишени. Спектр и направленность оптического излучения плазмы контролировались также посредством видеокамеры.

Визуализация источников оптического излучения осуществлялась путем переноса изображения области лазерно-плазменного взаимодействия на матрицу камеры (Imaging source DMK 33GV024) с помощью микроскопа, расположенного над мишенью. Оптическая ось микроскопа была перпендикулярна плоскости падения лазерного излучения на мишень. Перед объективом микроскопа устанавливались интерференционные фильтры, пропускающие излучение в определенных диапазонах длин волн. Например,

при регистрации полуторной гармоники ФС импульса использовался фильтр Thorlabs FB550-40, пропускающий излучение с $\lambda = 550 \pm 40$ нм.

Градиент электронной концентрации восстанавливался на основе интерференционной картины, образованной частью пробного пучка, проходящей сквозь плазменный факел, и частью, распространяющейся в вакууме. Для восстановления определялся набег фазы, получаемый в плазме, и применялось обратное преобразование Абеля. Электронный градиент считался симметричным относительно оси лазерного пучка, создающего плазму. Методика проведения эксперимента и обработки результатов описана в [15]. Интерференционная картина анализировалась при минимальной длительности ФС импульса. Плазменный факел создавался комбинацией НС и ФС импульсов (интенсивность $\sim 10^{18}$ Вт/см²). Сканирующий импульс с длиной волны излучения 406 нм и длительностью 50 фс следовал за ФС импульсом с задержкой 1 пс. Сканирование осуществлялось параллельно поверхности мишени в плоскости падения ФС и НС пучков.

3. Диагностика лазерной плазмы

На рис.3 приведены зависимости интегрального выхода γ -излучения плазмы N_γ от времени задержки Δt_0 между НС и ФС импульсами, и положения f_0 точки фокусировки ФС пучка относительно исходной поверхности мишени (карты гамма-излучения) при точном сведении центров пятен НС и ФС пучков на мишени. При этом $f_0 > 0$ соответствует ситуации, когда ФС пучок фокусируется над поверхностью мишени, а $\Delta t_0 < 0$ соответствует опережению максимума НС импульса относительно ФС импульса. Измерения проводились для длительностей ФС импульса $\tau \approx 50, 600, 1150$ и 1700 фс, которым соответствовали интенсивности $I \approx 3 \times 10^{18}, 2 \times 10^{17}, 1 \times 10^{17}$ и 8×10^{16} Вт/см², поскольку энергия ФС импульса не изменялась. Детектор был закрыт фильтром из свинца толщиной 4 мм и регистрировал γ -кванты с энергией, превышающей 250 кэВ. Каждая точка карты получена в результате усреднения примерно по 30 лазерным импульсам.

При минимальной длительности ФС импульса (рис.3,а) выделяются две области с повышенным выходом γ -излучения: при малых задержках Δt_0 (от +5 до -10 нс) и при

больших задержках $\Delta t_0 < -20$ нс (далее – первый и второй максимумы), а также диапазон задержек Δt_0 от -10 до -20 нс, в котором γ -излучение практически пропадает (далее провал). Наличие областей первого максимума и провала при минимальной длительности ФС импульса обсуждалось нами ранее в [11]. При увеличении длительности ФС импульса (рис.3,б-г) интегральный выход γ -излучения (с энергией, превышающей 250 кэВ) возрастает во втором максимуме более чем в 10 раз по сравнению с первоначальным уровнем, в 2–3 раза – по сравнению с выходом в первом максимуме при минимальной длительности и в 30 раз – по сравнению с выходом в случае одиночного ФС импульса без НС предимпульса. При этом второй максимум смещается в область $f_0 > 100$ мкм, т. е. эта область располагается над поверхностью мишени. Одновременно первый максимум значительно ослабевает, область провала также становится менее выраженной. Отметим, что наблюдаемый эффект увеличения выхода γ -излучения не зависит от знака чирпа ФС импульса.

Спектры γ -излучения измерялись при фокусировке ФС импульса вблизи поверхности мишени ($f_0 \approx 0$) в области первого максимума ($\Delta t_0 = 0$) при минимальной длительности импульса, а также в области второго максимума ($\Delta t_0 = -20$ нс) при увеличенной до 1130 ± 70 фс длительности импульса. Температуры быстрых электронов для полученных спектров отличались незначительно и составляли 400 ± 50 кэВ, тогда как в случае одиночного ФС импульса без НС предимпульса они составляли 180 ± 20 кэВ.

Несмотря на то что НС предимпульс играет определяющую роль в рассматриваемом режиме взаимодействия, критически важным параметром является также контраст ФС импульса по ASE. В частности, при повышенном (с 10^{-7} до 10^{-9}) с использованием схемы XPW контрасте второй максимум полностью пропадает, как и эффекты, связанные с увеличением длительности ФС импульса. При этом эффект увеличения энергии квантов и выхода γ -излучения в первом максимуме при использовании НС импульса сохраняется. В целом уровень ASE существенно влияет на выход и энергию квантов γ -излучения. Однако в рамках настоящей работы мы ограничимся лишь описанием эффектов при фиксированном уровне ASE, составляющем $\sim 10^{-7}$.

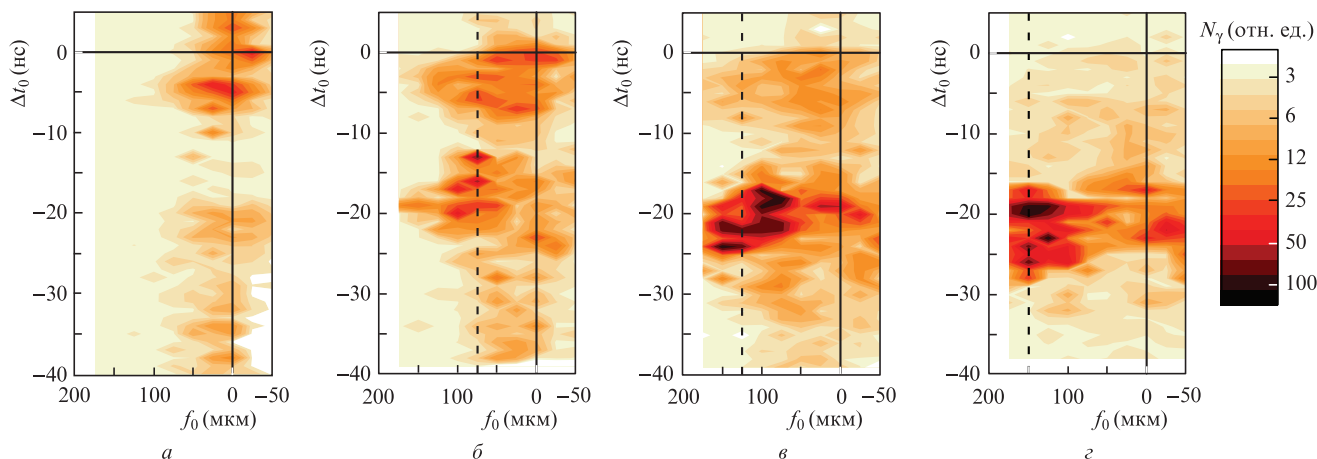


Рис.3. Карты интегрального выхода γ -излучения плазмы N_γ при различных длительностях τ ФС импульса и постоянной его энергии: $\tau = 50 \pm 5$ фс и $I \approx 3 \times 10^{18}$ Вт/см² (а), $\tau = 570 \pm 40$ фс и $I \approx 2 \times 10^{17}$ Вт/см² (б), $\tau = 1130 \pm 70$ фс и $I \approx 1 \times 10^{17}$ Вт/см² (в), $\tau = 1700 \pm 100$ фс и $I \approx 8 \times 10^{16}$ Вт/см² (г). Сплошные линии соответствуют $f_0 = 0$ и $\Delta t_0 = 0$, штриховые линии указывают положение фокуса ФС импульса, при котором N_γ максимален. Цветные варианты рис.3, 7 и 9 помещены на сайте нашего журнала <https://www.quantum-electron.ru>.

Увеличение длительности ФС импульса сопровождается существенным изменением спектра оптического излучения плазмы в области второго максимума (рис.4,*a*). В случае минимальной длительности импульса спектр основной гармоники ФС излучения (ω_0) оказывается сильно уширенным в синюю область вследствие изменения показателя преломления плазмы при ионизации ФС импульсом [16]. Ширина спектра $\Delta\omega_1$ достигает ~ 150 нм. При увеличении длительности ФС импульса ионизационное уширение уменьшается. В спектре появляются компоненты вблизи 530 нм, близкие по длине волны к полупорной гармонике ($3\omega_0/2$) ФС импульса. Эта гармоника является характерным признаком развития в плазме параметрических процессов в окрестности $n_e \approx n_{cr}/4$, где n_e – концентрация электронов, а $n_{cr} = 1.74 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ – критическая концентрация электронов для $\lambda_0 = 0.8$ мкм [17, 18]. Сдвиг длины волны полупорной гармоники в синюю область (примерно на 10 нм) может быть связан с ионизационным уширением основной гармоники.

На рис.4,*b* приведены изображения области лазерно-плазменного взаимодействия, полученные с помощью микроскопа с фильтром, пропускающим излучение на длине волны полупорной гармоники (550 ± 40 нм). В области второго максимума источник полупорной гармоники находится над поверхностью мишени, а расстояние от него до поверхности мишени зависит от длительности ФС импульса. При увеличении его длительности источник смещается от поверхности мишени, подобно оптимальной точке фокусировки для генерации γ -излучения (см. рис.3). При этом положение источника почти не зависит от точки фокусировки ФС импульса. Наиболее яркая полупор-

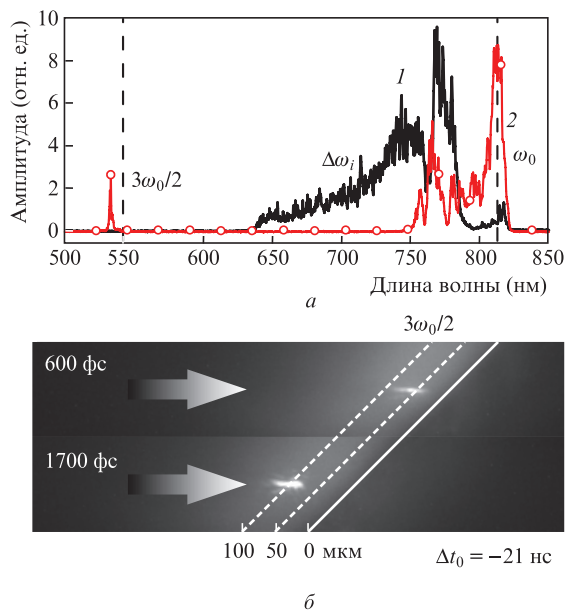


Рис.4. Спектры оптического излучения плазмы в области второго максимума ($\Delta t_0 = -23$ нс, $f_0 = 75$ мкм) при длительности ФС импульса 50 (1) и 600 фс (2), штриховыми линиями отмечены центральная длина волны ФС излучения (813 нм) и расчетное положение ее полупорной гармоники ($3\omega_0/2$) в области второго максимума ($\Delta t_0 = -21$ нс) при длительности ФС импульса 600 фс (вверху) и 1700 фс (внизу), сплошная линия соответствует положению поверхности мишени, штриховые линии смещены на 50 и 100 мкм над поверхностью мишени (б).

ная гармоника появляется при фокусировке ФС импульса в область, где расположен ее источник (выход γ -излучения при этом также максимален), и пропадает при значительном смещении (~ 50 – 100 мкм) точки фокусировки ФС импульса.

На рис.5 представлены типичные теньевые фотографии плазмы, создаваемой только НС импульсом и комбинацией НС и ФС импульсов, а также профиль концентрации электронов плазмы в последнем случае, полученный методом оптической интерферометрии. Задержка между НС и ФС импульсами составляла -30 нс, т.е. соответствовала области второго максимума. Основной ФС импульс (длительность 50 фс, интенсивность излучения $\sim 10^{18}$ Вт/см², интегральная плотность потока энергии $F \sim 0.5 \times 10^5$ Дж/см²) фокусировался на поверхность мишени ($f_0 = 0$). В области плазменной тени в присутствии ФС импульса (см. рис.5,*a*) виден источник излучения плазмы на частоте второй оптической гармоники ($2\omega_0$) ФС излучения.

При больших задержках между НС и ФС импульсами (в диапазоне Δt_0 -20 до -30 нс) на фоне плазменного облака, созданного НС импульсом, все больший вклад в распределение электронной концентрации начинает давать плазма, созданная под действием ФС импульса. В отсутствие ФС импульса профиль n_e оказывается заметно суженным, что хорошо видно даже на теньевых фотографиях (см. рис.5,*a*). Вместе с тем электронная концентрация n_e значительно меньше величины $0.25 n_{cr}$, соответствующей эффективному параметрическому возбуждению плазменных волн (см. рис.5,*b*). Ключевым фактором, определяющим вид плазменного градиента, является воздействие ASE, интенсивность которого при контрасте $\sim 10^{-7}$ превышает 10^{11} Вт/см². Электронная концентрация может также увеличиваться за счет полевой и столкновительной ионизации в поле ФС импульса.

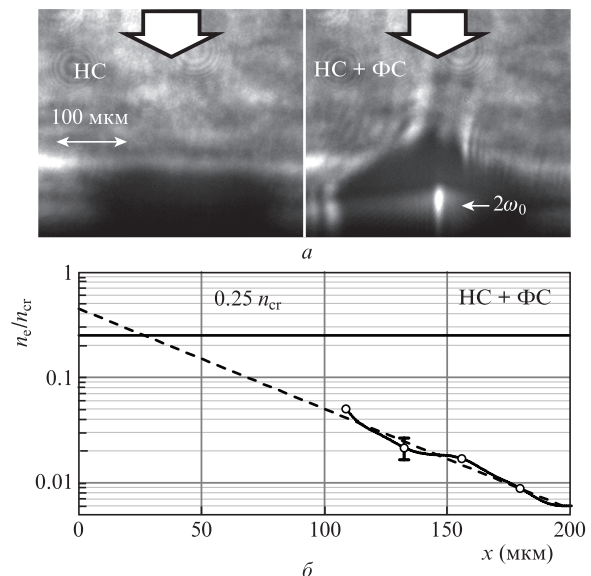


Рис.5. Теньевые фотографии плазменного облака, созданного только НС импульсом (слева) и комбинацией НС и ФС импульсов (справа); нижняя граница изображения соответствует поверхности мишени, стрелка показывает направления распространения лазерных импульсов (а). Профиль электронной концентрации на оси пучка (сплошная кривая) и его экстраполяция ($n_e = A \exp(-x/x_0)$) в область меньших x от поверхности мишени (штриховая линия), полученные в случае комбинации НС и ФС импульсов (б).

4. Обсуждение экспериментальных результатов и роль столкновительной ионизации

Уменьшение ионизационного уширения $\Delta\omega_i \propto (dn_e/dt)L$ при увеличении длительности ФС импульса свидетельствует о снижении скорости ионизации dn_e/dt , поскольку преплазменный градиент создается под действием НС импульса и пьедестала ASE основного ФС импульса и длина L , где электронная концентрация отлична от нуля, не изменяется. Совпадение областей фокусировки ФС импульса, при которых выходы γ -излучения и полуторной оптической гармоники максимальны, указывает на необходимость возбуждения плазменных волн для эффективного ускорения электронов. С другой стороны, генерация полуторной гармоники над поверхностью мишени (см. рис.4,б) возможна только при электронной концентрации $n_e \approx n_{cr}/4$ в этой области. Однако данные интерферометрии (см. рис.5,б) показывают, что на расстояниях 75–150 мкм над поверхностью мишени электронная концентрация имеет значительно меньшую величину.

При увеличении длительности ФС импульса и смещении точки его фокусировки электронная концентрация может увеличиться за счет ионизации в поле ФС импульса (полевой и столкновительной). Оценим рост электронной концентрации n_e в условиях эксперимента с увеличенной длительностью ФС лазерного импульса (по сравнению с данными интерферометрии) при учете только полевой ионизации. Исходя из параметров ФС импульса и используя формулу Ландау для вероятности полевой ионизации [19–21], можно оценить зависимость кратности полевой ионизации $Z_f(x)$ атомов мишени на оси пучка от расстояния x до ее поверхности.

На рис.6 приведено отношение $\chi(x) = Z_f(x, \tau, f_0, F_0) / Z_f(x, 50 \text{ фс}, 0 \text{ мкм}, 0.5 \times 10^5 \text{ Дж/см}^2)$ – кратности ионизации при фокусировке длинных ($\tau = 600, 1150$ и 1700 фс) ФС импульсов с интегральной плотностью потока энергии $F_0 \approx 1.5 \times 10^5 \text{ Дж/см}^2$ в соответствующие области, где наблюдался повышенный выход γ -излучения ($f_0 = 75, 125$ и 150 мкм, см. рис.3), к кратности ионизации в условиях, отвечающих рис.5,б. С учетом $n_e = n_a Z_f$, где n_a – концентрация атомов, проведенная оценка показывает, что электронная концентрация в рассматриваемых областях возрастает не более чем в два раза по сравнению с результатами интерферометрии.

Таким образом, при учете только полевой ионизации на расстояниях 75–150 мкм над поверхностью мишени электронная концентрация не достигает необходимого

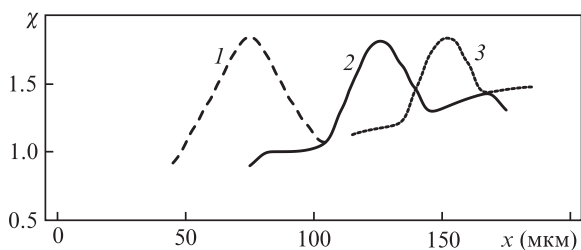


Рис.6. Зависимости отношения χ кратности полевой ионизации Z_f атомов Mo на оси ФС излучения с интегральной плотностью потока энергии $F_0 \approx 1.5 \times 10^5 \text{ Дж/см}^2$ при длительности $\tau = 600$ фс, фокусирующегося в точку $f_0 = 75$ мкм над поверхностью мишени (1), $\tau = 1150$ фс, $f_0 = 125$ мкм (2) и $\tau = 1700$ фс, $f_0 = 150$ мкм (3) к кратности ионизации при $F \approx 0.5 \times 10^5 \text{ Дж/см}^2$, $\tau = 50$ фс и $f_0 = 0$ от расстояния x до поверхности мишени.

уровня. Более того, с увеличением длительности ФС импульса максимумы выхода γ -излучения и полуторной гармоники смещаются от поверхности мишени, тогда как уменьшение интенсивности ФС излучения снижает кратность Z_f полевой ионизации (рис.7,а), вероятность которой экспоненциально зависит от напряженности лазерного поля [20].

Наличие достаточно большой электронной концентрации над поверхностью мишени в случае «длинного» ФС импульса можно объяснить, если принять во внимание процесс столкновительной ионизации атомов в плазме электронами, осциллирующими в лазерном поле.

Хотя уже на фронте ФС импульса все атомы, находящиеся в его электромагнитном поле, оказываются ионизованы, максимальная кратность их ионизации Z_f определяется соотношением между соответствующей энергией последовательной ионизации атома и напряженностью поля в точке его расположения. Скорость столкновительной ионизации атома значительно ниже полевой, однако при достаточной длительности ФС импульса увеличение числа свободных электронов в отсутствие рекомбинации приводит к лавинному росту электронной концентрации: $n_e = n_{e0} \exp(v_{imp} \tau)$, где n_{e0} – начальная электронная концентрация [22] (рис.7,б).

Вероятность $v_{imp}(n_a, \epsilon_{osc})$ однократной столкновительной ионизации (за единицу времени) в плазме с атомной концентрацией n_a единичным электроном, осциллирующим с максимальной энергией ϵ_{osc} в лазерном поле, определяется как [22, 23]

$$n_a \sum_i \int_{I_i}^{\epsilon_{osc}} \sqrt{2\epsilon/m_e} \sigma_i^{imp}(\epsilon) f_\epsilon(\epsilon) d\epsilon.$$

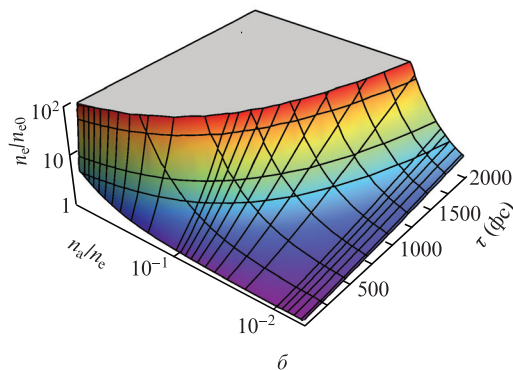
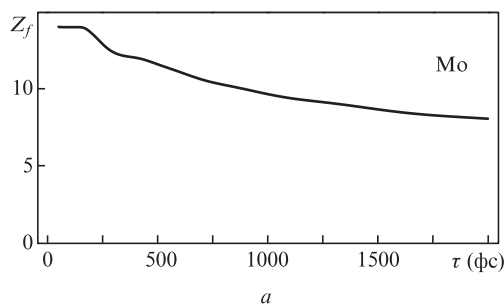


Рис.7. Зависимость кратности последовательной полевой ионизации атомов Mo в фокусе ФС излучения от длительности импульса (а); отношение конечной электронной концентрации n_e , образующейся вследствие столкновительной ионизации ионов Mo^{6+} , к начальной концентрации n_{e0} в фокусе ФС излучения в зависимости от длительности импульса τ и атомной концентрации n_a (б). Интегральная плотность потока энергии ФС импульса $F_0 \approx 1.5 \times 10^5 \text{ Дж/см}^2$.

Будем полагать, что распределение электронов по энергии задается дельта-функцией, $f_e(\epsilon) = \delta(\epsilon - \langle \epsilon \rangle)$, т. е. они налетают на атомы со средней кинетической энергией, равной энергии своего колебательного движения в плоской электромагнитной волне: $\langle \epsilon \rangle = \epsilon_{osc}/2 = (e^2/(2\pi m_e c^3))I\lambda_0^2$, где e и m_e – заряд и масса электрона; c – скорость света в вакууме. При $I\lambda_0^2 = 10^{17} - 10^{18}$ (Вт/см²)·мкм², энергия $\langle \epsilon \rangle$ составляет ~10–100 кэВ, а амплитуда колебаний электрона в поле примерно равна 30–90 нм, что намного больше среднего расстояния между ионами в плазме ($n_a^{-1/3} = 4$ нм при $n_a = 0.01n_{cr}$). Воспользуемся формулой Бете [24, 25] для сечения $\sigma_i^{imp}(\epsilon)$ однократной ионизации i -й оболочки атома с энергией ионизации I_i [26, 27], содержащей q_i электронов. Тогда при $I_i \ll \langle \epsilon \rangle < m_e c^2$ получим

$$v_{imp}(n_a, \epsilon_{osc}) \approx n_a \sum_i \sqrt{\frac{\epsilon_{osc}}{m_e}} q_i 4\pi a_B^2 \left(\frac{Ry}{I_i}\right)^2 \frac{\ln(\epsilon_{osc}/(2I_i))}{\epsilon_{osc}/(2I_i)},$$

где $Ry = e^2/(2a_B)$, a_B – боровский радиус, а суммирование проводится по всем заполненным оболочкам. На рис.8,а приведен результат расчета профиля электронной концентрации $n_e(x)$ при распространении ФС импульса длительностью $\tau = 600$ фс в плазме с учетом полевой и столкновительной ионизаций. Исходный профиль атомной концентрации задавался в виде $n_{a0}(x)/n_c = 1.5 \exp(-x/10) + 0.025 \exp(-x/150)$ (x в микрометрах), соответствующем полученному в экспериментах по интерферометрии в области второго максимума.

Приведенная выше модель не учитывает процессы многократной ионизации, существование возбужденных состояний атомов и ионов, изменение энергий ионизации I_i ионов [28] по сравнению с нейтральными атомами и т. д.

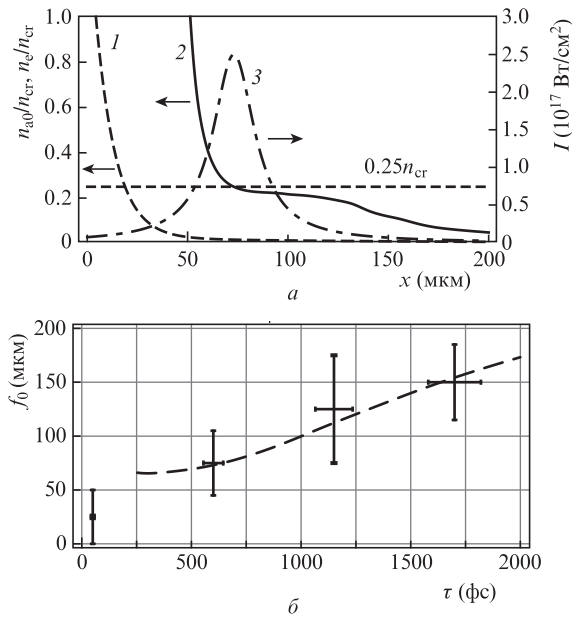


Рис.8. Исходный профиль концентрации атомов $n_{a0}(x)/n_{cr}$, соответствующий области второго максимума (1), рассчитанный профиль концентрации электронов $n_e/n_{cr} = (n_{a0}/n_{cr})Z_f \exp(v_{imp}\tau)$ при длительности ФС импульса $\tau = 600$ фс и фокусировке в точку $f_0 = 73$ мкм (2), зависимость интенсивности ФС импульса от расстояния x до поверхности мишени (3) (а); экспериментальные данные (вертикальными интервалами показаны размеры области второго максимума по фокусу, горизонтальными – погрешность при определении длительности ФС импульса) и рассчитанная зависимость положения $x_0 = f_0$ второго максимума по фокусу от длительности τ ФС лазерного импульса (штриховая кривая) (б).

Тем не менее она позволяет продемонстрировать смещение области фокусировки ФС импульса, в которой наблюдается второй максимум в направлении от поверхности мишени при увеличении длительности ФС импульса.

Наши экспериментальные исследования показали, что области повышенного выхода γ -излучения и развития плазменных волн примерно совпадают. При увеличении длительности τ интенсивность ФС излучения значительно уменьшается (до $I \approx 5 \times 10^{16}$ Вт/см² при $\tau \sim 2000$ фс), поэтому наиболее эффективное развитие плазменных волн происходит вблизи точки его фокусировки. Кроме того, инкременты нарастания параметрических процессов, приводящих к возбуждению плазменных волн, достигают максимума при $n_e \approx n_{cr}/4$. Таким образом, второй максимум расположен в точке x_0 над поверхностью мишени, совпадающей с точкой f_0 фокусировки ФС импульса, электронная концентрация в которой достигает пороговой величины $n_e^{th} = n_{cr}/4$. Зависимость $x_0(\tau)$, определяемая уравнением $n_e^{th} = Z_f(x_0, \tau, x_0, F_0)n_{a0}(x_0) \exp[v_{imp}(n_{a0}(x_0), \epsilon_{osc}(\tau))\tau]$, где $\epsilon_{osc}(\tau) = \epsilon_{osc}^0 \tau_0/\tau$, $\epsilon_{osc}^0 \propto I_0 \lambda_0^2$ – осцилляторная энергия при минимальной длительности τ_0 ФС импульса, а $Z_f(x_0, \tau, x_0, F_0)$ – кратность полевой ионизации в точке x_0 , совпадающей с точкой фокусировки ФС импульса длительностью τ , показана на рис.8,б.

Отметим еще один эффект, являющийся следствием столкновительной ионизации. Поскольку вероятность полевой ионизации возрастает с увеличением интенсивности лазерного излучения, происходит формирование радиального градиента электронной концентрации dn_e/dr , спадающей от оси к периферии лазерного пучка, что приводит к его дефокусировке [1]. Столкновительная ионизация, напротив, приводит к формированию в области фокальной перетяжки противоположно направленного радиального градиента электронной концентрации, препятствующего расплыванию пучка. Это происходит потому, что вблизи фокуса на оси пучка $\epsilon_{osc} \gg I_i$ для большинства атомных оболочек, тогда как вероятность столкновительной ионизации

$$v_{imp} \propto \frac{\ln(\epsilon_{osc}/(2I_i))}{\epsilon_{osc}/(2I_i)}$$

и достигает максимума на периферии пучка при $\epsilon_{osc} \sim 2eI_i$, где e – число Эйлера.

Таким образом, полученные оценки показывают, что именно столкновительная ионизация в поле ФС импульса приводит к росту электронной концентрации до значений, при которых возможны эффективное возбуждение плазменных волн и генерация полуторной гармоники ФС импульса.

5. Численное моделирование

Для прояснения механизма генерации электронов с энергиями, значительно превышающими осцилляторные (до 2 МэВ при $\epsilon_{osc} \sim 16$ кэВ для $\tau = 1150$ фс), было выполнено численное моделирование методом частиц в ячейках (PIC) с использованием кода Мандор [29] в режиме 2D3V. Временной шаг составлял 0.003 фс, пространственный – $\lambda_0/100 = 0.01$ мкм. Размер расчетной области равен 47×10 мкм. Использовались следующие начальные параметры: $I = 2.5 \times 10^{17}$ Вт/см², $\tau = 600$ фс, диаметр пучка (FWHM) – 2.5 мкм. В качестве начального профиля электронной концентрации n_e взят профиль, показан-

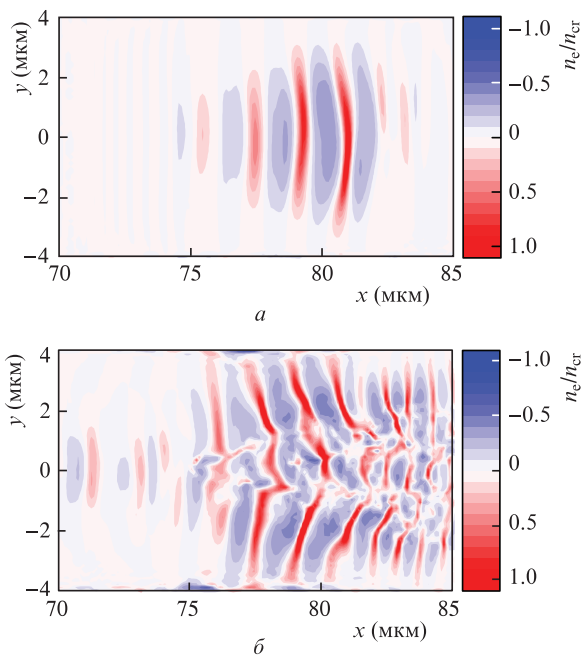


Рис.9. Отклонение электронной концентрации от равновесной в момент возникновения плазменных волн ($t = 245$ фс от начала симуляции) (а) и при их распаде ($t = 266$ фс) (б) в зависимости от расстояний до поверхности мишени x и до оси пучка лазерного излучения y .

ный на рис.8,а, рассчитанный с учетом полевой и столкновительной ионизаций. В ходе PIC-симуляции ионизация считалась замороженной.

Моделирование показало, что в области плазмы с концентраций электронов $n_e = 0.2 - 0.25n_{cr}$ происходит возбуждение плазменных волн (рис.9,а) с волновыми числами $k_p \approx 0.6\omega_0/c$. Покажем, что к их генерации приводит вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) вперед [1].

При ВКР вперед лазерная электромагнитная волна с частотой ω_0 и волновым вектором k_p распадается на стоксову электромагнитную (ω_s, k_s) и плазменную (ω_p, k_p) волны, причем стоксовая волна распространяется в том же направлении, что и лазерная. Электронной концентрации $n_e = 0.21n_{cr}$ соответствует плазменная частота $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2} = 0.46\omega_0$ и волновой вектор лазерной волны $k_0 = (1 - n_e/n_{cr})^{1/2}\omega_0/c = 0.89\omega_0/c$. Исходя из дисперсионного соотношения для электромагнитной волны (ω, k) в плазме $\omega^2 = \omega_p^2 + k^2c^2$ и законов сохранения $\omega_0 = \omega_s + \omega_p, k_0 = k_s + k_p$ [30], можно рассчитать частоту $\omega_s = 0.54\omega_0$ и волновой вектор $k_s = 0.28\omega_0/c$ стоксовой волны. Тогда волновой вектор плазменной волны $k_p = 0.6\omega_0/c$, что соответствует расчету.

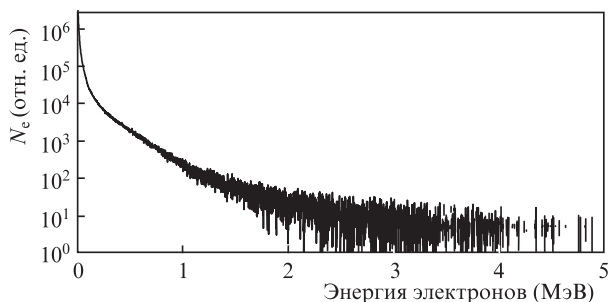


Рис.10. Рассчитанный численно энергетический спектр электронов в момент времени $t = 275$ фс от начала симуляции.

Таким образом, в плазме возбуждается волна электронной концентрации с фазовой скоростью $v_{ph} = \omega_p/k_p = 0.77c$. Генерация высокоэнергетичных электронов происходит в момент разрушения такой волны (рис.9,б). Импульс, который может получить электрон, оценим [1] как $\Delta p = eE_{wb}\Delta t$, где $E_{wb} = m_e\omega_p v_{ph}/e \approx 1.4$ ТВ/м – максимальное поле на пороге разрушения плазменной волны, а $\Delta t = (\pi/k_p)/(c - v_{ph}) \approx 10$ фс – время, которое электрон, движущийся с около световой скоростью, проведет в ускоряющей фазе, прежде чем напряженность поля сменит знак. Тогда $\Delta p = \pi m_e v_{ph}^2 / (c - v_{ph}) \approx 8m_e c$, а кинетическая энергия электрона $\varepsilon = m_e c^2 (\sqrt{1 + (\Delta p / (m_e c))^2} - 1) \approx 3.6$ МэВ. Полученная оценка энергии в допустимых пределах соответствует спектру электронов, полученному в численном эксперименте (рис.10).

6. Заключение

В ходе проведенных исследований показано, что увеличение длительности от 50 до 1700 фс основного ФС импульса при неизменной его энергии (соответствующей интенсивности $I \approx 3 \times 10^{18}$ Вт/см² при длительности 50 фс) приводит к повышению выхода тормозного γ -излучения более чем в 10 раз при опережении НС импульсом ФС импульса примерно на 15–20 нс (второй максимум на картах интегрального выхода γ -излучения из плазмы). Описанный эффект не наблюдается при повышенном (10^{-7} до 10^{-9}) контрасте ФС импульса по уровню ASE.

При увеличенной длительности ФС импульса в области второго максимума к генерации быстрых электронов приводят процессы возбуждения и распада плазменных волн при $n_e \approx n_{cr}/4$. На это указывает совпадение областей фокусировки ФС импульса, в которых наблюдается максимальный выход γ -излучения и полуторной гармоники ФС излучения, а также одинаковая тенденция к смещению этих областей от поверхности мишени с увеличением длительности ФС импульса. При этом необходимый профиль электронной концентрации формируется в результате дополнительной абляции под действием ASE и вследствие столкновительной ионизации электронами, осциллирующими в поле длинного ФС импульса. Оценки и численное PIC-моделирование, проведенные для такого профиля, показали возможность ускорения электронов при опрокидывании плазменных волн, возбуждаемых вследствие ВКР, до энергий, значительно превышающих осцилляторную энергию в поле ФС импульса. При удлинении ФС импульса также увеличивается объем плазмы, в котором возбуждаются плазменные волны, что и приводит к увеличению числа ускоряемых электронов и повышению выхода γ -излучения.

Отметим, что описанный нами механизм модификации профиля электронной концентрации вследствие столкновительной ионизации может играть значительную роль при взаимодействии длинных (более 250 фс) лазерных импульсов с веществом. В частности, это может оказаться существенным в экспериментах с применением мощных лазерных систем на неодимовом стекле, таких как Phelix [31] и Vulcan [32], генерирующих импульсы субпикосекундной длительности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 19-02-00104 и 19-32-60069 с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В.Ломоносова.

1. Gibbon P. *Short Pulse Laser Interactions with Matter* (Imperial College Press, 2005).
2. Umstadter D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, R151 (2003).
3. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
4. Wagner F., Bedacht S., Ortner A., Roth M., Tauschwitz A., Zielbauer B., Bagnoud V. *Opt. Express*, **22**, 29505 (2014).
5. Mandal T., Arora V., Rao B.S., Moorti A., Upadhyay A., Chakera J.A. *Phys. Plasmas*, **26**, 043105 (2019).
6. Borm B., Khaghani D., Neumayer P. *Phys. Plasmas*, **26**, 023109 (2019).
7. Rao B.S., Arora V., Naik P.A., Gupta P.D. *Phys. Plasmas*, **19**, 113118 (2012).
8. Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Ksenofontov P.A., Tsymbalov I.N., Volkov R.V., Savel'ev A.B., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu., Turinge A.A., Lapik A.M., Rusakov A.V., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G. *Phys. Plasmas*, **21**, 093110 (2014).
9. Chen H., Shepherd R., Chung H.K., Kemp A., Hansen S.B., Wilks S.C., Ping Y., Widmann K., Fournier K.B., Dyer G., Faenov A., Pikuz T., Beiersdorfer P. *Phys. Rev. E*, **76**, 056402 (2007).
10. Shulyapov S.A., Ivanov K.A., Tsymbalov I.N., Krestovskih D.A., Savel'ev A.B., Ksenofontov P.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *J. Phys. Conf. Ser.*, **653**, 012007 (2015).
11. Ivanov K.A., Tsymbalov I.N., Shulyapov S.A., Krestovskih D.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu., Volkov R.V., Savel'ev A.B. *Phys. Plasmas*, **24**, 063109 (2017).
12. Tsymbalov I., Gorlova D., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Ivanov K., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Paskhalov A., Eremin N., Savel'ev A. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61**, 075016 (2019).
13. Kalashnikov M.P., Osvay K., Priebe G., Ehrentraut L., Steinke S., Sandner W. *AIP Conf. Proc.*, **1462**, 108 (2012).
14. Ivanov K.A., Shulyapov S.A., Rusakov A.V., Turinge A.A., Brantov A.V., Savel'ev A.B., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G., Uryupina D.S., Volkov R.V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Part. Nucl. Lett.*, **11**, 54 (2014).
15. Крестовских Д.А., Иванов К.А., Цымбалов И.Н., Шуляпов С.А., Букин В.В., Волков Р.В., Рупасов А.А., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **47**, 42 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 42 (2017)].
16. Le Blanc S.P., Sauerbrey R., Rae S.C., Burnett K. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 1801 (1993).
17. Veisz L., Theobald W., Feurer T., Schwoerer H., Uschmann I., Renner O., Sauerbrey R. *Phys. Plasmas*, **11**, 3311 (2004).
18. Tarasevitch A., Dietrich C., Blome C., Sokolowski-Tinten K., Von der Linde D. *Phys. Rev. E*, **68**, 026410 (2003).
19. Burnett N.H., Corkum P.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1195 (1989).
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Том III. Квантовая механика (Нерелятивистская теория)* (М.: Физматлит, 2004).
21. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1965).
22. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
23. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M., Falcone R.W., Perry M.D. *Phys. Rev. A*, **53**, 3379 (1996).
24. Bethe H. *Ann. Phys.*, **397**, 325 (1930).
25. Kim Y.K., Rudd M.E. *Phys. Rev. A*, **50**, 3954 (1994).
26. Блохин М.А., Швейцер И.Г. *Рентгеноспектральный справочник* (М.: Наука, 1982).
27. Kramida A., Ralchenko Y., Reader J. NIST ASD Team, NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.7.1) (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD).
28. Carlson T.A., Nestor Jr. C.W., Wasserman N., McDowell J.D. *At. Data Nucl. Data Tables*, **2**, 63 (1970).
29. Romanov D.V., Bychenkov V.Yu., Rozmus W., Capjack C.E., Fedosejevs R. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 215004 (2004).
30. Krueer W.L. *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Redwood City: Addison-Wesley, 1988).
31. Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaechter S., Zahn N., Christ P., Borm B., Radon T., Sokolov A., Pugachev L.P., Khaghani D., Horst F., Borisenko N.G., Sklizkov G., Pimenov V.G. *New J. Phys.*, **21**, 043044 (2019).
32. Danson C.N., Brummitt P.A., Clarke R.J., Collier J.L., Fell B., Frackiewicz A.J., Hawkes S., Hernandez-Gomez C., Holligan P., Hutchinson M.H.R., Kidd A., Lester W.J., Musgrave I.O., Neely D., Neville D.R., Norreys P.A., Pepler D.A., Reason C.J., Shaikh W., Winstone T.B., Wyatt R.W.W., Wyborn B.E. *Laser Part. Beams*, **23**, 87 (2005).