

Широкополосная генерация рентгеновского излучения при воздействии на крупные кластеры криптона релятивистских фемтосекундных лазерных импульсов

Т.А.Семенов, К.А.Иванов, А.В.Лазарев, И.Н.Цымбалов, Р.В.Волков, И.А.Жвания, М.С.Джиджоев, А.Б.Савельев, В.М.Гордиенко

Выполнен феноменологический анализ термодинамических параметров импульсной сверхзвуковой газовой струи в коническом сопле, установлены условия конденсации и формирования крупных кластеров криптона, образующихся при фазовых переходах в процессе адиабатического расширения газа через сопло в вакуум. Определено фазовое состояние формирующихся в струе крупных кластеров (субмикронные капли) с числом мономеров $\sim 10^7$. Получен высокий выход рентгеновских фотонов из кластерной наноплазмы, иницированной фемтосекундным лазерным излучением релятивистской интенсивности I . Установлено, что при $I \approx 3 \times 10^{18}$ Вт/см² наноплазма крупных кластеров криптона излучает широкополосный рентгеновский спектр в области 5 – 100 кэВ. Интегральная конверсия лазерной энергии в рентгеновское излучение составила $\sim 10^{-5}$ (400 нДж) при эффективности генерации характеристической $K\alpha$ -линии (12.6 кэВ) $\sim 1.5 \times 10^{-6}$ (68 нДж), что соответствует квантовому выходу $\sim 3 \times 10^8$ фотон/с/4π с контрастом ~ 25 относительно тормозного фона.

Ключевые слова: широкополосное рентгеновское излучение, наноплазма, крупные кластеры, криптон, фемтосекундный импульс, релятивистская интенсивность.

1. Введение

Разработка ярких лазерно-плазменных «настоющих» источников жесткого (энергия квантов $E > 5$ кэВ) рентгеновского излучения является предметом активных исследований [1]. Длительность рентгеновских импульсов таких источников сопоставима с длительностью воздействующих лазерных импульсов ($\sim 10^{-12}$ с), что открывает возможность их применения как бюджетной альтернативы излучению синхротронных комплексов и рентгеновских лазеров на свободных электронах (РЛСЭ). Рентгеновские лазерно-плазменные источники по длительности импульсов занимают промежуточное положение между генераторами синхротронного излучения (СИ) третьего поколения, имеющими длительность импульса ~ 50 пс, и РЛСЭ, которые могут обеспечить длительность импульса ~ 10 фс [2]. В задачах по диагностике вещества и материалов, в мониторинге промежуточных состояний, возника-

ющих при фотохимических реакциях [3], в исследованиях короткоживущих ядерных изомеров [4], в изучении эффектов, индуцируемых рентгеновским излучением в биологических объектах при высокой поглощенной дозе [5], где обычно используются генераторы СИ и РЛСЭ, может применяться широкополосное излучение лазерной плазмы. К настоящему моменту продемонстрирована возможность времяразрешенных исследований методом рентгеновской спектроскопии поглощения с использованием широкополосного излучения лазерной плазмы [6]. Характеристические линии плазменного свечения также успешно применяются для времяразрешенных рентгеноструктурных исследований вещества [2].

Эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения во многом определяется выбором лазерных мишеней, в качестве которых часто выступают конденсированные среды – твердотельные [7], структурированные [8, 9] или струи жидкости [6]. Значительная часть лазерно-плазменных экспериментов выполнена с твердотельными мишенями в условиях вакуума. Для такого режима взаимодействия характерно наличие разлетающихся фрагментов мишеней, возникающих в результате процесса лазерной абляции, загрязняющих оптику и иные объекты в камере взаимодействия. Твердотельные мишени ограничивают пользователя количеством выстрелов, зависящим от площади поверхности мишеней, обычно представляющих собой движущиеся ленты, вращающиеся диски и др., что приводит к их замене с последующей юстировкой системы фокусировки излучения. Компромиссным решением является применение микроструй жидких металлов, например галлия [10]. При этом остается нерешенной проблема загрязнения вакуумной камеры. Использование же струй жидкости, как правило, сопряжено с необходимостью осуществления режима генерации рентгеновского излучения вне вакуумных условий, что снижает эффективность процесса конверсии из-за ограничения интен-

Т.А.Семенов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, Святоозерская ул., 1; e-mail: physics.letters@yandex.ru

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

А.В.Лазарев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, химический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

И.Н.Цымбалов, Р.В.Волков, И.А.Жвания, М.С.Джиджоев, В.М.Гордиенко. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

сивности (clamping) в результате ионизации окружающего воздуха [11].

Кластерные струи являются альтернативой твердотельным мишеням в задачах по взаимодействию сверхинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с веществом. Лазерно-индуцированная релятивистская кластерная наноплазма может служить источником жестких рентгеновских квантов [12], электронов [13], протонов [14], нейтронов [15] и терагерцевого излучения [16], она также может использоваться для моделирования астрофизических явлений [17]. Результаты исследований в работах [18, 19] свидетельствуют о том, что кластерная наноплазма представляет интерес в плане получения как характеристического, так и тормозного рентгеновского излучения. Эффективная генерация рентгеновских квантов определяется сильным поглощением лазерного излучения в кластерной струе. Так, уже при субрелятивистском уровне интенсивности ($I \sim 10^{17}$ Вт/см²) поглощение энергии лазерных импульсов длительностью ~ 30 фс может достигать $\sim 78\%$ [20]. Быстрое расширение кластерной наноплазмы за время $t \approx 1$ пс обеспечивает ограничение длительности рентгеновского импульса, вследствие этого кластерные источники жесткого излучения обеспечивают длительность импульса на порядок меньшую, чем в случае твердотельных мишеней [21]. Кластерные струи из сопловых источников сочетают практические преимущества газовой струи (свободной от загрязняющих фрагментов твердотельной мишени и перманентно обновляемой для работы с высокой частотой следования) [22] с сильным поглощением в газо-кластерной среде. Поскольку параметры кластерной струи восстанавливаются к каждому акту взаимодействия, то пропадает необходимость поддерживать высокую пространственную стабильность при каждом лазерном выстреле, как в случае твердотельных мишеней.

Известно, что крупные кластеры с числом мономеров более $10^5 - 10^6$ эффективно взаимодействуют с интенсивными субпикосекундными лазерными импульсами [23, 24]. С ростом размера кластеров увеличивается выход рентгеновского излучения и кратность ионизации образующейся наноплазмы [25]. Нагрев кластерной наноплазмы в основном осуществляется за счет нелинейного резонансного поглощения [26]. Пространственный масштаб нагрева кластеров может характеризоваться амплитудой колебаний свободного электрона в лазерном поле [27], что может служить для оценки оптимального размера кластера, используемого в качестве лазерной мишени. Например, для лазерной интенсивности $I \approx 10^{18}$ Вт/см² он составляет ~ 100 нм.

Лазерно-кластерное взаимодействие можно оптимизировать, управляя параметрами кластерной лазерной мишени (средний размер и концентрация кластеров в струе), изменением начальных температуры и давления в камере сопла, а также выбором геометрии сверхзвукового сопла. Отметим, что одним из сопутствующих условий, возникающих при решении задачи оптимизации лазерного взаимодействия с кластерами и управления параметрами кластерной струи, является контроль оптимальности режима её формирования, что зависит, в том числе, и от стабильности работы импульсного клапана. Поэтому использование оптических методов диагностики кластерной струи, основанных на рассеянии пробного лазерного излучения, является необходимым предшествующим этапом при проведении экспериментов [19].

Для кластеров Кг интерес представляют эксперименты по исследованию спектра сильновозбужденных атомов [28] и эффективной генерации спектрально-яркого характеристического излучения (K α -линия, 12.6 кэВ) [29]. Отметим также задачи усиления излучения на переходе ²⁰Кг (переход 3s \rightarrow 2p, ~ 1.652 кэВ) в филаменте, инициированном в кластерном пучке криптона фемтосекундными лазерными импульсами [30], а также ускорения электронов в кластерной наноплазме до энергий порядка единиц МэВ лазерным излучением релятивистской интенсивности [13]. Для эффективной генерации рентгеновского излучения характерно применение мишеней, состоящих из элементов с большим зарядовым числом Z . В случае газов это Кг и Хе, при этом Кг выгодно отличается своей доступностью.

Необходимо отметить определяющую роль в обозначенных выше задачах рентгеновского излучения, выступающего в качестве информационного канала о температуре и энергии электронов. Взаимодействие интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов с кластерными мишенями и, следовательно, генерация наноплазмы зависят от таких ключевых параметров, как интенсивность, длительность лазерного импульса и его контраст, а также размер и концентрация кластеров, формируемых при адиабатическом расширении исходного газа в вакуум. Поэтому достижение высокой эффективности такого рентгеновского источника связано с необходимостью оптимизации параметров кластерной струи и лазерного излучения.

Предметом настоящей работы является проведение феноменологического анализа параметров импульсной сверхзвуковой кластерной струи криптона в коническом сопле при фазовых переходах в процессе адиабатического расширения в вакуум. Полученные результаты позволяют создать эффективный широкополосный источник ультракоротких импульсов рентгеновского излучения в диапазоне 5–100 кэВ на основе крупных кластеров Кг, подвергающихся воздействию излучения фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системы тераваттной пиковой мощности при релятивистской интенсивности $I \approx 3 \times 10^{18}$ Вт/см².

2. Диагностика формирования крупных кластеров

В наших экспериментах диагностика кластерных струй Кг в диапазоне давлений исходного газа 10–60 атм осуществлялась методом регистрации рэлеевского рассеяния. Данный метод хорошо известен, доступен в использовании и позволяет контролировать развитие кластеризации в струе, поскольку сигнал рассеяния S_R связан с концентрацией кластеров n_{cl} и средним числом частиц в кластере N_{cl} как $S_R \propto n_{cl} N_{cl}^2$ [31]. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Коническое сопло с полууглом раствора 5°, длиной 24 мм и с критическим сечением 0.5 мм соединялось с импульсным газовым клапаном (фирма Parker) с диаметром выходного отверстия 0.5 мм. Управление работой клапана осуществлялось при помощи блока-контроллера. Время, на которое открывался импульсный газовый клапан, составляло 2 мс. Напуск газа производился в вакуумную камеру, откачиваемую форвакуумным насосом производительностью 14 л/с. Остаточное давление в вакуумной камере при работающей системе напуска газа не превышало ~ 150 мТор.

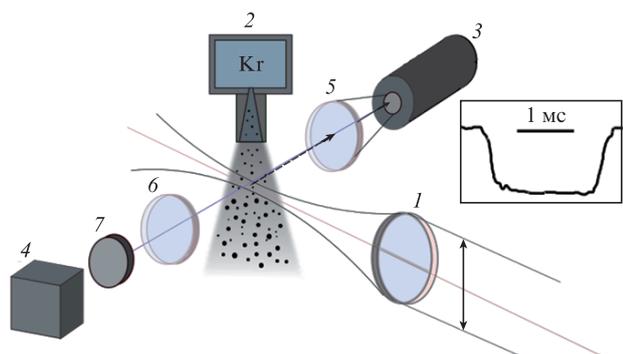


Рис.1. Схема установки для диагностики кластерной струи методом рэлеевского рассеяния:

1 – линза $cf = 67$ см; 2 – камера, содержащая газ высокого давления и сопряженная с импульсным соплом; 3 – ФЭУ; 4 – ПЗС-матрица; 5 – линза; 6 – объектив; 7 – оптический фильтр. Двойная стрелка указывает направление поляризации зондирующего излучения. На вставке: временная форма сигнала рассеяния.

Источником зондирующего излучения с длиной волны 445 нм являлся диодный лазер (мощность 60 мВт), излучение которого фокусировалось на ось газо-кластерной струи на расстоянии 1 мм от среза сопла при помощи линзы с фокусным расстоянием 67 см. Плоскость поляризации зондирующего излучения была параллельна направлению распространения кластерной струи. Сигнал рэлеевского рассеяния измерялся с помощью ФЭУ. Изображение рассеивающей области регистрировалось ПЗС-матрицей.

В результате установлено, что зависимость амплитуды сигнала рассеяния, регистрируемого ФЭУ, от давления газа P является степенной функцией ($S_R \sim P^{2.7 \pm 0.1}$) (рис.2), что соответствует известным результатам [31]. Временная форма сигнала рассеяния с увеличением давления газа менялась незначительно, ее характерный вид приведен на вставке рис.1. Профиль сигнала рассеяния (рис.3) отражает распределение плотности кластеризованного вещества, при этом диаметр кластерной струи, измеренный по уровню превышения сигнала рассеяния над шумом 10%, составляет 5 мм. Выполненное измерение профиля рассеяния кластерной струи позволяет заключить, что оптимальное положение лазерного фокуса

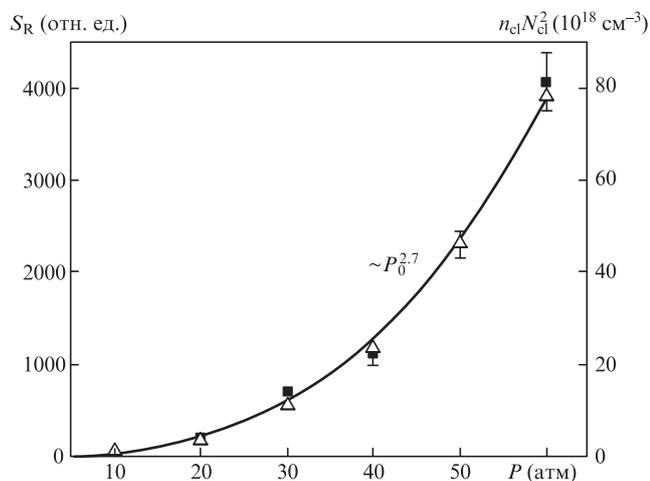


Рис.2. Измеренные зависимости сигнала рэлеевского рассеяния от давления криптона (■), а также рассчитанные значения произведения $n_{cl}N_{cl}^2$ (△).

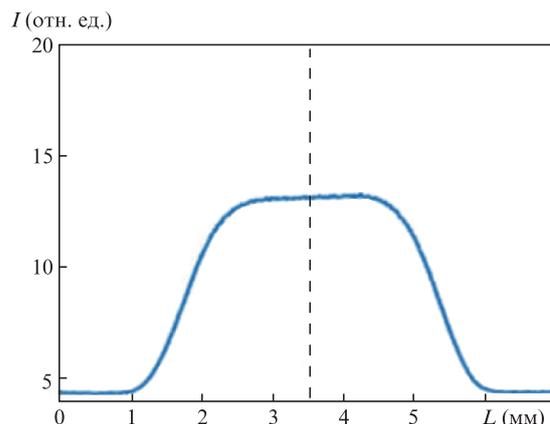


Рис.3. Поперечный профиль сигнала рэлеевского рассеяния при давлении криптона 60 атм. Штриховая линия – ось кластерной струи.

для воздействия должно находиться в зоне максимальной плотности, которая достигается в области, отстоящей примерно на 1 мм от оси конического сопла.

3. Некоторые аспекты формирования кластеров и агрегатов

В настоящее время отсутствует последовательное описание процесса формирования крупных агрегатов (кластеров, микрокапель и микрокристаллов) в газовой среде и в струях. Существующие феноменологические подходы предполагают раздельное описание кластеризации [32, 33] и конденсации [34] на фоне термодинамически равновесных параметров (плотности, температуры и давления), подчиняющихся уравнениям газодинамики и термодинамики. При этом выделение в расширяющейся струе областей, где происходит кластеризация с последующей конденсацией, удобно выполнять на основе анализа поведения изэнтроп расширения на (P, T) -диаграммах состояния.

Известно, что при расширении газа в сверхзвуковой струе из-за высокой степени неравновесности вплоть до начала зоны конденсации образуются лишь малые кластеры (до десятка атомов) [35]. Формирование таких агрегатов, как крупные кластеры, микрокапли и микрокристаллы, должно начинаться в процессе конденсации газа. Характеристики наноагрегатов (размеры, концентрация, фазовое состояние) при конденсации газов в сверхзвуковых струях напрямую зависят от условий в камере сопла (давление P_0 и температура T_0 определяют условия торможения) и регулируются ими, а также зависят от дизайна сопла и давления в камере напуска. Описание результатов процесса конденсации криптона для реализованных экспериментальных условий нами впервые проведено на основе анализа поведения изэнтроп расширения на (P, T) -диаграмме состояний (рис.4). Кривые сублимации TS, плавления TM и кипения TC построены по данным работ [36, 37] и [38] соответственно. Изэнтропы вычислялись на основе уравнения состояния Редлиха – Квонга [39] с коэффициентами, обеспечивающими точность вычислений с погрешностью менее 2% в области рабочих давлений и температур.

В процессе расширения газа изображающая точка на (P, T) -диаграмме движется вдоль «сухой» изэнтропы (в отсутствие конденсации) от начальных условий (P_0, T_0) до точки пересечения с кривой фазового равновесия

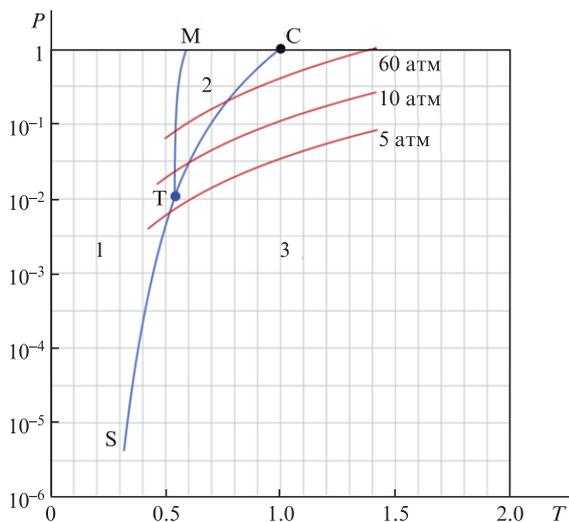


Рис.4. Фазовая (P, T) -диаграмма состояний криптона с изэнтропами расширения (красные кривые); ТС, ТМ, ТS – линии кипения, плавления, сублимации; С – критическая точка; Т – тройная точка. Показаны зоны твердой (1), жидкой (2) и газовой (3) фазы. Оси на (P, T) -диаграмме нормированы на критические значения давления $P_{cr} = 54.3$ атм и температуры $T_{cr} = 209.45$ К.

(кривая испарения или сублимации). При этом система остается однофазной (газ). После пересечения кривой фазового равновесия изображающая точка продолжает некоторое время двигаться вдоль «сухой» изэнтропы в области конденсированной фазы (зона 1 или 2 на рис.4), когда система находится в метастабильном состоянии. Протяженность метастабильной области обусловлена временем установления стационарной скорости нуклеации (time lag), которое по оценкам разных авторов составляет от 0.2 до 20 мкс [40]. Затем наступает максимальное пересыщение, система коллапсирует и изображающая точка переходит на адиабату равновесной двухфазной системы «газ – микрокапли» или «газ – микрокристаллы». Рост капель прекращается, и увеличение размера частиц далее происходит за счет коалесценции мелких капель. И, наконец, разрежение становится настолько высоким, что наступает «закалка», т.е. далее число и размер агрегатов больше не меняются, уменьшается лишь их концентрация.

Расположение этих зон в сопле и за ним прямо зависит от условий торможения (P_0, T_0). С увеличением начального давления P_0 при фиксированной температуре T_0 пересыщение наступает при более высоком давлении. Следовательно, зоны смещаются вверх по потоку газовой струи. И наоборот, с увеличением температуры T_0 при фиксированном P_0 пересыщение наступает при более низком давлении и зоны смещаются вниз по потоку. К этому же приводит и рост скорости потока при увеличении начальной температуры T_0 . Проведенный качественный анализ показывает, что на выходе из сопла струя должна содержать крупные агрегаты криптона, причем при температуре торможения $T_0 = 298$ К и давлениях $P_0 < 7.96$ атм это будут микрокристаллы, а при давлениях выше этой величины и при той же температуре возможно образование как микрокристаллов (вероятный вариант при $P_0 = 10$ атм), так и микрокапель (при $P_0 = 60$ атм).

Количественные результаты могут быть получены при решении газодинамической задачи, которое даст распределение параметров потока (плотность, температура,

скорость потока) в пределах конкретного сопла и за его срезом. В случае используемого нами конического сопла с медленно меняющимся профилем корректные количественные оценки возможны при использовании квазиодномерной модели расширения в сопле [41]. Это позволяет достаточно строго описать зависимость параметров потока от продольной координаты, допуская усреднение по поперечному сечению. В результате в нашем случае независимой пространственной переменной является координата вдоль оси сопла, а площадь поперечного сечения сопла является её функцией.

Из проведенных нами оценок в рамках квазиодномерной модели расширения криптона в коническом сопле с полууглом раствора 5° при $P_0 = 5$ атм и $T_0 = 298$ К следует, что конденсация начинается на расстоянии менее 1 мм вниз по потоку от критического сечения сопла. Близкие результаты получены в рамках классической теории нуклеации при расширении аргона в коническом сопле с полууглом раствора 4° при $P_0 = 3$ атм и $T_0 = 170$ К [42]. Отметим, что для конических сопел в интервале давлений на входе в сопло, лежащих в пределах 20–70 атм, и температуре 293 К на расстоянии 1.5 мм от среза средний радиус конденсата криптона (микрокапля, микрокристалл) лежит в интервале 55–85 нм, что соответствует числу атомов мономера в кластере $2.3 \times 10^7 - 8.5 \times 10^7$ [43].

Отметим выявленный нами следующий неожиданный факт. Несмотря на указанное выше разделение зон кластеризации и конденсации в струе, использованная нами для описания процесса формирования агрегатов криптона модель кластеризации [33] дала хорошее совпадение модельных расчетов величины $n_{cl} N_{cl}^2$ с экспериментальными данными рэлеевского рассеяния (см. рис.2) и расчетами по формулам Хагены. При максимальном уровне сигнала рассеяния, соответствовавшего наиболее крупным кластерам ($P_0 = 60$ атм, $T_0 = 298$ К), расчет с помощью модели кластеризации дает величину среднего размера кластера $N_{cl} = 5.5 \times 10^6$ (состоящего из мономеров) при концентрации кластеров в струе $n_{cl} = 2.6 \times 10^{12}$ см $^{-3}$. Расчеты, выполненные с помощью известных полуэмпирических формул Хагены [44], скорректированных для случая высоких давлений, дают $N_{cl} \approx 6 \times 10^6$ атом/кластер. Принимая во внимание величину радиуса Вигнера – Зейтца для Кг ($r_w = 2.15$ Å [45]), можно оценить диаметр созданных кластеров как ~ 80 нм. Такой диаметр кластеров сопоставим с глубиной проникновения электронов [27], ускоренных релятивистским лазерным полем с интенсивностью $I \approx 3 \times 10^{18}$ Вт/см 2 , что отвечает условиям оптимального лазерного нагрева.

Полученные результаты указывают на то, что модель Вайла может иметь предсказательную ценность (концентрация и размер кластеров) при планировании экспериментов по формированию мишеней из сверхкритических условий не только в случае криптона и других инертных газов, но и в случае молекулярных соединений, таких как CO $_2$, вода, этанол, ацетон и др. Это потребует дальнейшей экспериментальной верификации.

Особо отметим, что при установлении сверхкритических условий для криптона в камере над соплом (критическое давление $P_{cr} = 54.3$ атм и температура $T_{cr} = 209.45$ К) из анализа поведения изэнтроп следует, что конденсация происходит практически сразу за критическим сечением сопла с образованием «крупного» конденсата. Учитывая также наши данные по исследованию кластеризации в аналогичном состоянии диоксида угле-

рода [46], следует ожидать, что критические флуктуации, присутствующие в камере высокого давления до расширения, будут оказывать влияние на динамику образования кластеров в процессе расширения газо-кластерной струи криптона в вакуум.

Таким образом, выполнен феноменологический анализ параметров сверхзвуковой газовой струи в коническом сопле, определены фазовые состояния и установлены условия формирования крупных кластеров криптона ($d \approx 80$ нм). Это позволяет адаптировать полученные результаты для достижения максимального выхода рентгеновских фотонов из кластерной наноплазмы при заданной интенсивности и фокусировке фемтосекундного лазерного излучения.

4. Генерация жесткого рентгеновского излучения в релятивистской кластерной наноплазме криптона

Исследования рентгеновского излучения кластерной наноплазмы криптона проводились на протяжении последних десятилетий. Здесь можно выделить работы [18, 19, 29], сильно различающиеся как по параметрам экспериментальных установок, так и по полученным результатам. В [19] использовалось капиллярное сопло при пиковой лазерной мощности менее 2 ТВт. Такая мощность превышает релятивистскую мощность самофокусировки, однако экспериментальные свидетельства этого процесса в виде сопутствующего филамента при регистрации томсоновского рассеяния отсутствуют. В [18] эксперименты проводились при интенсивности $\sim 3 \times 10^{19}$ Вт/см² и концентрации электронов n_e , сравнимой с критической n_{cr} . Обращает на себя внимание существенное отличие эффективной температуры горячих электронов от данных работы [19]. Так, в первой приведено значение 2.9 кэВ, а во второй – 16 кэВ.

Стабильность характеристического излучения с энергией 12.6 кэВ при лазерной интенсивности 5×10^{16} Вт/см² исследовалась в работе [29], по результатам которой кластерные струи криптона были рекомендованы в качестве мишени для создания лазерно-плазменных источников рентгеновского излучения в интересах радиографии. Для получения рентгеновского излучения с высокой эффективностью требуется увеличение пондеромоторной энергии электронов плазмы. Использование лазерного излучения релятивистской интенсивности позволяет придавать электронам пондеромоторную энергию в сотни кэВ. Их взаимодействие с плотной наноплазмой, в свою очередь, обеспечивает эффективную генерацию тормозных рентгеновских квантов.

Представленные в предыдущем разделе результаты исследования условий формирования крупных кластеров криптона и их параметры, как уже было отмечено выше, позволяют определиться с начальными условиями, оптимальными для наших экспериментальных возможностей. Воздействие на струи кластеров Кг проводилось нами с помощью фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системы с пиковой мощностью излучения 0.9 ТВт (энергия, длительность и частота следования импульсов 45 мДж, 50 фс и 10 Гц соответственно). Контраст усиленного спонтанного излучения (ASE) составлял $\sim 10^8$ за 100 пс до основного импульса [13]. Схема экспериментальной установки приведена на рис.5. Линейно поляри-

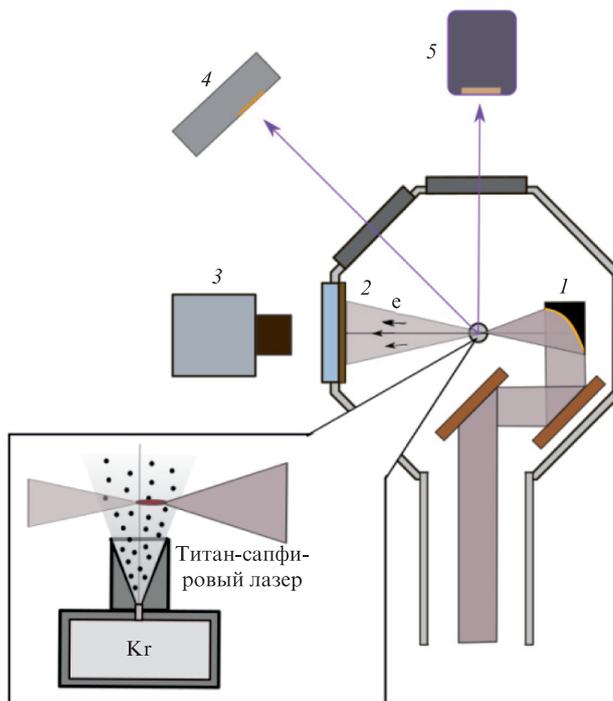


Рис.5. Схема экспериментальной установки для реализации взаимодействия фемтосекундного лазерного излучения с кластерной струей Кг:

1 – внеосевое параболическое зеркало с $f/D = 6.7$; 2 – сцинтиллятор Lanex; 3 – ПЗС-матрица; 4 – детектор MediPIX; 5 – матрица Greateyes.

зованное лазерное излучение фокусировалось в кластерную струю с помощью внеосевого параболического зеркала с $f/D = 6.7$, которое обеспечивало релятивистский уровень вакуумной лазерной интенсивности $\sim 3 \times 10^{18}$ Вт/см² (нормированный вектор-потенциал $a_0 = 1.2$) при рэлеевской длине 40 мкм. Кластеры Кг формировались при сверхзвуковом расширении из сверхкритического состояния криптона (давление 60 атм, температура 298 К). Положение лазерного фокуса оптимизировалось, и в итоге он находился в области максимальной концентрации наночастиц на передней границе струи на расстоянии 1 мм от среза сопла. Это соответствовало результатам измерений профиля интенсивности рэлеевского рассеяния с помощью ПЗС-матрицы (см. рис.3). В проведенных экспериментах нами оптимизировалось давление газа в камере над импульсным клапаном.

Установлено, что при давлении криптона 60 атм и мощности воздействующего фемтосекундного лазерного излучения 0.9 ТВт возникал режим релятивистской самофокусировки в кластерной струе. Достижение релятивистской интенсивности и развитие самофокусировки подтверждалось регистрацией пучков ускоренных электронов на сцинтилляторе Kodak Lanex. Лицевая сторона сцинтиллятора Lanex была защищена от оптического излучения слоем алюминиевой фольги толщиной 28 мкм. Моделирование прохождения электронов через алюминиевую фольгу с помощью программы CASINO [47] методом Монте-Карло показало, что фильтры без искажения пропускают пучок электронов с энергией более 400 кэВ. Критическая мощность релятивистской самофокусировки оценивалась по известной формуле $p_{las cr} = 17.4(n_{cr}/n_e)$ ГВт. Используя выражения, описывающие сверхзвуковое расширение струи идеального газа [44],

можно рассчитать среднюю концентрацию атомов на срезе конического сопла $n = 0.01n_0$, где n_0 – средняя концентрация атомов в камере высокого давления над импульсным клапаном сопла. Тогда для максимально возможного в наших условиях давления $P = 60$ атм (ограничение из-за режима работы импульсного клапана) и нормальной температуре ($T_0 = 298$ К) получается $n = 1.6 \times 10^{19}$ см $^{-3}$. С использованием данных о кратности ионизации криптона (+15) при воздействующей лазерной интенсивности $I \sim 10^{18}$ Вт/см 2 [48], средняя концентрация электронов плазмы в области воздействия может быть оценена, как $n_e \approx 2.4 \times 10^{20}$ см $^{-3}$ ($n_{cr} \approx 1.7 \times 10^{21}$ см $^{-3}$ для длины волны 0.8 мкм). Критическая мощность релятивистской самофокусировки $p_{las cr} \approx 0.1$ ТВт, что примерно в 9 раз меньше мощности используемого лазерного излучения.

Развитие самофокусировки контролировалось по боковому изображению лазерных филаментов в кластерной струе с помощью ПЗС-матрицы. При регистрации томсоновского рассеяния перед матрицей устанавливался интерференционный фильтр на длину волны 0.8 мкм. Регистрация рентгеновского спектра наноплазмы осуществлялась с помощью детекторов с прямой регистрацией полезного сигнала: кремниевая матрица Greateyes (5–25 кэВ) и полупроводниковый детектор MediPIX на чипе CdTe (15–100 кэВ). Сшивка данных двух детекторов позволила впервые измерить рентгеновский спектр в широком диапазоне 5–100 кэВ.

Тонкая настройка положения лазерного фокуса в кластерной струе обеспечивалась одновременным измерением интегрального выхода рентгеновского излучения с помощью детектора MediPIX и контролем свечения сцинтиллятора Lanex (рис.6). Достижение оптимального выхода рентгеновских квантов сопровождалось появлением ускоренных электронов, имеющих энергию более 0.4 МэВ. Это свидетельствовало о релятивистской лазерной интенсивности в филаменте [13], боковое изображение которого показано на рис.7. Дальнейшее увеличение размеров кластеров не будет приводить к росту эффективности ге-

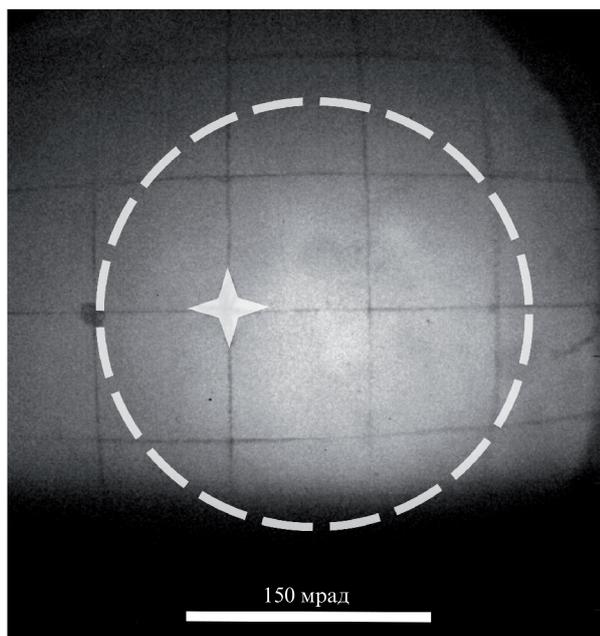


Рис.6. Свечение сцинтиллятора Lanex при воздействии пучка ускоренных электронов с расходимостью ~ 280 мрад. Звездочка нанесена для «привязки» к области регистрации.

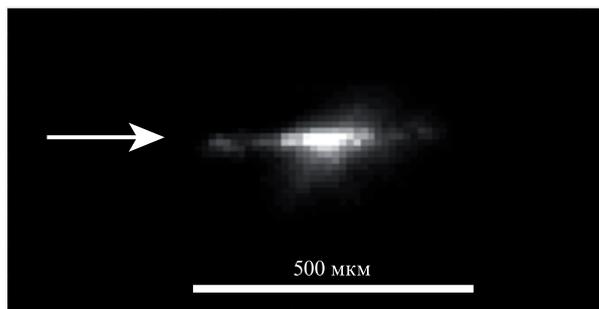


Рис.7. Изображение лазерного филамента в кластерной струе (стрелка указывает направление распространения лазерного излучения).

нерации рентгеновского излучения, поскольку средний размер кластеров сопоставим с глубиной проникновения электронов, ускоренных релятивистским лазерным полем с интенсивностью $I \approx 3 \times 10^{18}$ Вт/см 2 , что отвечает условиям оптимального лазерного нагрева.

В проведенных экспериментах зарегистрирован спектр релятивистской наноплазмы криптона в диапазоне 5–100 кэВ (рис.8). Интегральная эффективность конверсии лазерной энергии в жесткие рентгеновские кванты составила $\sim 10^{-5}$ (полная энергия рентгеновского излучения 400 нДж). Полученный спектр хорошо аппроксимировался двухэкспоненциальной функцией $A_1 \exp(-E/kT_1) + A_2 \exp(-E/kT_2)$ (E – энергия рентгеновского кванта) в диапазоне 7–35 кэВ, соответствующей двухтемпературному распределению электронов [19]. Первая электронная компонента имела «температуру» $T_1 = 1.6 \pm 0.2$ кэВ, «температура» второй компоненты $T_2 = 7 \pm 1$ кэВ, что согласуется с результатами работы [19]. В диапазоне энергий 35–100 кэВ рентгеновский спектр аппроксимировался функцией $A_3 \exp(-E/kT_3)$, при этом «температура» электронов $T_3 = 18 \pm 2$ кэВ. Сплошная линия на рис.8 представляет собой аппроксимацию измеренного спектра в диапазоне 7–100 кэВ. Эффективность генерации характеристической $K\alpha$ -линии (12.6 кэВ) в полный телесный угол оказалась 1.5×10^{-6} (или 3×10^8 фотон/с/4π) и близка к литературным данным [18], которые, однако, были получены с использованием на порядок большей лазерной интенсивности ($\sim 3 \times 10^{19}$ Вт/см 2) и при мощности 20 ТВт. Пользуясь измерениями диаметра фокального пятна пара-

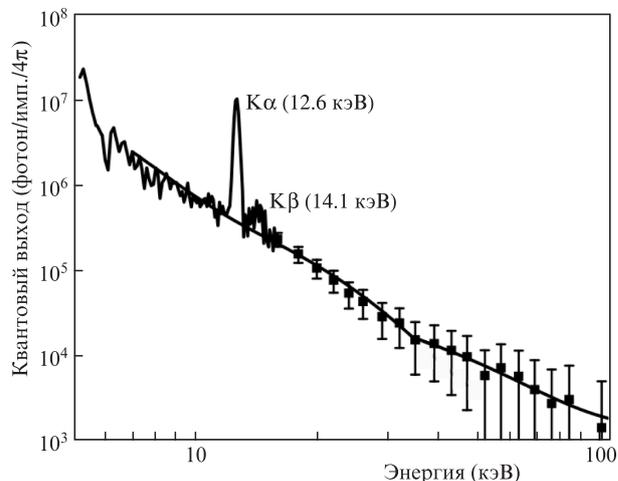


Рис.8. Рентгеновский спектр релятивистской наноплазмы криптона. Давление газа перед расширением $P = 60$ атм.

болического зеркала (4 мкм, FWHM) и предполагая, что длительность импульса излучения рентгеновского источника равна длительности лазерного импульса (50 фс), можно оценить пиковую яркость созданного источника характеристического излучения (12.6 кэВ). Она оказывается равной 10^{18} фотон/(с · мрад² · мм²) и близка к яркости источника синхротронного излучения третьего поколения [2].

Размер рентгеновского источника оценивался по области локализации томсоновского рассеяния, которое зависит от лазерной интенсивности и концентрации электронов. Следовательно, наибольшую светимость будут иметь участки филамента, в которых сосредоточены максимальные значения плотности плазмы и лазерной энергии. Оценки размеров рентгеновского источника показывают, что его длина составляла 187 ± 70 мкм (см. рис.7).

Источник ультракоротких импульсов жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 5–100 кэВ на основе релятивистской кластерной наноплазмы Кг, создаваемой с помощью фемтосекундной титан-сапфировой тераваттной лазерной системы, может быть использован в ряде приложений. В частности, будучи сопряженным с поликапиллярной оптикой [49], отличительной особенностью которой является широкий энергетический спектр пропускания, такой источник позволит осуществлять фокусировку рентгеновских квантов в пятно диаметром ~ 100 мкм. Эффективность фокусировки фотонов на исследуемый образец может составить $\sim 10^{-4}$ от числа квантов, излученных источником в полный телесный угол. Данная оценка сделана с учетом спектральной эффективности поликапиллярной оптики $\sim 10\%$ и характерной величины телесного угла захвата излучения источника ~ 0.01 ср [49]. Подобный рентгеновский источник может быть использован в задачах, ориентированных на анализ спектра поглощения материалов (XANES (X-ray absorption near edge structure – околороговая тонкая структура рентгеновского спектра поглощения) и EXAFS (Extended X-Ray Absorption Fine Structure – протяженная тонкая структура рентгеновского спектра поглощения)). Существенно, что лазерно-кластерные источники рентгеновского излучения способны, в отличие от источников на основе твердотельных мишеней, непрерывно работать продолжительное время, ограниченное только количеством газа в камере высокого давления.

5. Заключение

Выполнен феноменологический анализ параметров сверхзвуковой газовой струи в коническом сопле, определено фазовое состояние и установлены условия формирования крупных кластеров криптона (капли диаметром ~ 80 нм) для достижения максимального выхода рентгеновских фотонов из релятивистской кластерной наноплазмы при заданной интенсивности и фокусировке фемтосекундного лазерного излучения.

Впервые зарегистрирован рентгеновский спектр свечения релятивистской кластерной наноплазмы Кг в широком диапазоне энергий рентгеновских фотонов (5–100 кэВ), полученный в импульсно-периодическом режиме работы тераваттной фемтосекундной лазерной системы при интенсивности излучения $I \approx 3 \times 10^{18}$ Вт/см². Установлено, что спектр электронов плазмы в этом диапазоне может быть описан суммой трех экспонент с показателями 1.6 ± 0.1 , 7 ± 1 , 18 ± 2 кэВ. Прямые измерения формируемого электронного пучка показали наличие су-

щественного числа электронов с энергиями свыше 400 кэВ. Созданный источник ультракоротких импульсов жесткого рентгеновского излучения имеет интегральную эффективность конверсии лазерной энергии в рентгеновские кванты $\sim 10^{-5}$ (400 нДж). Его длина составляет ~ 200 мкм при эффективности генерации характеристической K α -линии (12.6 кэВ) $\sim 1.5 \times 10^{-6}$ (68 нДж), что отвечает квантовому выходу 3×10^8 фотон/с/4 π с контрастом относительно тормозного спектра 25. Дана оценка пиковой яркости созданного источника характеристического излучения – 10^{18} фотон/(с · мрад² · мм²).

Созданный лазерно-кластерный излучатель жестких рентгеновских квантов может найти применение для фотовозбуждения собственным излучением наноплазмы изомера Кг⁸³, имеющего энергии первого, короткоживущего, уровня 9.4 кэВ и второго, долгоживущего, уровня 41.6 кэВ [50, 51].

Исследования при давлении криптона 60 атм в камере над импульсным клапаном выполнены в режиме формирования нанокластеров из сверхкритических начальных условий, далеких от точки фазового перехода в сверхкритическое состояние. Полученные нами недавно данные о росте кластеризации в струе CO₂, формируемой при расширении из сверхкритического состояния области Видома [46], позволяют ожидать аналогичного поведения для кластерных струй Кг. Причем возрастание концентрации кластеров в струе Кг позволит увеличить долю поглощенной лазерной энергии и, вероятно, приведет к росту эффективности генерации рентгеновского излучения. Рост доли кластеризованного вещества в области лазерного воздействия при увеличении выхода рентгеновского излучения является критически важным для задачи фотовозбуждения изомера Кг⁸³.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» (проект № 20-21-00030 в части работ по лазерной генерации рентгеновского излучения), РФФИ (проект № 18-29-06035 в части изучения процесса формирования струй нанокластеров из сверхкритических начальных условий). Разработка методов формирования струй наночастиц проводилась в рамках Госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН Министерства науки и высшего образования РФ. Рентгеновские спектры в диапазоне 5 – 25 кэВ измерены с помощью оборудования, приобретенного из средств гранта РФФИ № 18-79-10160.

1. Schoenlein R., Elsaesser T., Holldack K., Huang Z., Kapteyn H., Murnane M., Woerner M. *Philos. Trans. R. Soc., A*, **377**, 20180384 (2019).
2. Фетисов Г.В. *УФН*, **190**, 1 (2020) [*Phys. Usp.*, **63**, 2 (2020)].
3. Khakhulin D., Otte F., Biednov M., Bömer C., Choi T.-K., Diez M., Galler A., Jiang Y., Kubicek K., Lima F.A., Rodriguez-Fernandez A., Zalden P., Gawelda W., Bressler C. *Appl. Sci.*, **10**, 995 (2020).
4. Yoshimi A., Hara H., Hiraki T., Kasamatsu Y., Kitao S., Kobayashi Y., Konashi K., Masuda R., Masuda T., Miyamoto Y., Okai K., Okubo S., Ozaki R., Sasao N., Sato O., Seto M., Schumm T., Shigekawa Y., Stellmer S., Suzuki K., Uetake S., Watanabe M., Yamaguchi A., Yasuda Y., Yoda Y., Yoshimura K., Yoshimura M. *Phys. Rev. C*, **97**, 024607 (2018).
5. Montay-Gruel P., Bouchet A., Jaccard M., Patin D., Serduc R., Aim W., Petersson K., Petit B., Bailat C., Bourhis J., Bräuer-Krisch E., Vozenin M.-C. *Radiother. Oncol.*, **129**, 582 (2018).
6. Miaja-Avila L., O'Neil G.C., Uhlig J., Cromer C.L., Dowell M.L., Jimenez R., Hoover A.S., Silverman K.L., Ullom J.N. *Struct. Dyn.*, **2**, 024301 (2015).
7. Zhao T.Z., Batson T., Hou B., Nees J.A., Thomas A.G.R., Krushelnick K. *Appl. Phys. B*, **125**, 8 (2019).

8. Волков Р.В., Гордиенко В.М., Джиджоев М.С., Жуков М.А., Михеев П.М., Савельев А.Б., Шашков А.А. *Квантовая электроника*, **24**, 1114 (1997) [*Quantum Electron.*, **27**, 1081 (1997)].
9. Иванов К.А., Шуляпов С.А., Цымбалов И.Н., Акунец А.А., Борисенко Н.Г., Мордвинцев И.М., Божьев И.В., Волков Р.В., Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **50**, 2 (2020) [*Quantum Electronics*, **50**, 2 (2020)].
10. Uryupina D.S., Ivanov K.A., Brantov A.V., Savel'ev A.B., Bychenkov V.Yu., Povarnitsyn M.E., Volkov R.V., Tikhonchuk V.T. *Phys. Plasmas*, **19**, 013104 (2012).
11. Garmatina A.A., Bravy B.G., Potemkin F.V., Nazarov M.M., Gordienko V.M. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1692**, 012004 (2020).
12. Kantsyrev V.L., Schultz K.A., Shlyaptseva V.V., Petrov G.M., Safronova A.S., Petkov E.E., Moschella J.J., Shrestha I., Cline W., Wiewior P., Chalyy O. *Phys. Rev. E*, **94**, 053203 (2016).
13. Zhvaniya I.A., Ivanov K.A., Semenov T.A., Dzhidzhoev M.S., Volkov R.V., Tsybalov I.N., Savel'ev A.B., Gordienko V.M. *Laser Phys. Lett.*, **16**, 115401 (2019).
14. Jinno S., Kanasaki M., Uno M., Matsui R., Uesaka M., Kishimoto Y., Fukuda Y. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **60**, 044021 (2018).
15. Quevedo H.J., Zhang G., Bonasera A., Donovan M., Dyer G., Gaul E., Guardo G.L., Gulino M., La Cognata M., Lattuada D., Palmerini S., Pizzone R.G., Romano S., Smith H., Trippella O., Anzalone A., Spitaleric C., Ditmire T. *Phys. Lett. A*, **382**, 94 (2018).
16. Андреев А.А., Платонов К.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **112**, 9 (2020) [*JETP Lett.*, **112**, 550 (2020)].
17. Scott R.H.H., Booth N., Hawkes S.J., Symes D.R., Hooker C., Doyle H.W., Olsson-Robbie S.I., Lowe H.F., Price C.J., Bigourd D., Patankar S., Mecseki K., Gumbrell E.T., Smith R.A. *Phys. Plasmas*, **27**, 033301 (2020).
18. Zhang L., Chen L.-M., Yuan D.-W., Yan W.-C., Wang Z.-H., Liu C., Shen Z.-W., Faenov A., Pikuz T., Skobelev I., Gasilov V., Boldarev A., Mao J.-Y., Li Y.-T., Dong Q.-L., Lu X., Ma J.-L., Wang W.-M., Sheng Z.-M., Zhang J. *Opt. Express*, **19**, 25812 (2011).
19. Issac R.C., Vieux G., Ersfeld B., Brunetti E., Jamison S.P., Gallacher J., Clark D., Jaroszynski D.A. *Phys. Plasmas*, **11**, 3491 (2004).
20. Chen L.M., Park J.J., Hong K.H., Choi I.W., Kim J.L., Zhang J., Nam C.H. *Phys. Plasmas*, **9**, 3595 (2002).
21. Dorchies F., Jourdain N., Lecherbourg L., Renaudin P. *Phys. Rev. E*, **98**, 033212 (2018).
22. Papp D., Polanek R., Lecz Z., Volpe L., Conde A.P., Andreev A.A. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **44**, 10 (2016).
23. Lamour E., Prigent C., Rozet J.P., Vernhet D. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **88**, 012035 (2007).
24. Gordienko V.M., Dzhidzhoev M.S., Zhvaniya I.A., Platonenko V.T., Trubnikov D.N., Fedorov D.O. *Eur. Phys. J. D*, **67**, 55 (2013).
25. Boldarev A.S., Gasilov V.A., Faenov A.Ya. *Techn. Phys.*, **49**, 4 (2004).
26. Taguchi T., Antonsen T.M., Milchberg H.M. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 20 (2004).
27. Крайнов В.П., Смирнов Б.М., Смирнов М.Б. *УФН*, **177**, 9 (2007) [*Phys. Usp.*, **50**, 9 (2007)].
28. Hansen S.B., Fournier K.B., Faenov A.Ya., Magunov A.I., Pikuz T.A., Skobelev I.Yu., Fukuda Y., Akahane Y., Aoyama M., Inoue N., Ueda H., Yamakawa K. *Phys. Rev. E*, **71**, 016408 (2005).
29. Hayashi Y., Fukuda Y., Faenov A.Ya., Kando M., Kawase K., Pikuz T.A., Homma T., Daido H., Bulanov V. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **49**, 126401 (2010).
30. Borisov A.B., McCorkindale J.C., Poopalasingam S., Longworth J.W., Rhodes C.K. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **46**, 155601 (2013).
31. Жвания И.А., Джиджоев М.С., Балакин А.В., Кузечкин Н.А., Шуринов А.П., Гордиенко В.М. *Квантовая электроника*, **47**, 1005 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 1005 (2017)].
32. Smirnov B.M. *Phys. Scr.*, **50**, 364 (1994).
33. Weiel R. Z. *Phys. D*, **27**, 89 (1993).
34. Болдарев А.С., Гасилов В.А. *Матем. моделирование*, **15**, 3 (2003).
35. Wegener P.P., Pouring A.A. *Phys. Fluids*, **7**, 352 (1964).
36. Ferreira A.G.M., Lobo L.Q. *J. Chem. Thermodyn.*, **40**, 1621 (2008).
37. Ferreira A.G.M., Lobo L.Q. *J. Chem. Thermodyn.*, **40**, 618 (2008).
38. Gomez-Nieto M., Thodos G. *AIChE Journal*, **23**, 6 (1977).
39. Redlich O., Kwong J.N.S. *Chem. Rev.*, **44**, 1 (1949).
40. Andres R.P. *Homogeneous Nucleation in a Vapor, in Nucleation* (New York: Dekker, 1969, p. 80).
41. Пирумов У.Г., Росляков Г.С. *Газовая динамика сопел* (М.: «Наука», 1990, с. 41).
42. Бондаренко Е.А. *Физика низких температур*, **6**, 3 (1980).
43. Болдарев А.С., Гасилов В.А., Фаенов А.Я. *ЖТФ*, **74**, 4 (2004).
44. Dorchies F., Blasco F., Caillaud T., Stevefelt J., Stenz C., Boldarev A.S., Gasilov V.A. *Phys. Rev. A*, **68**, 023201 (2003).
45. Смирнов Б.М. *УФН*, **170**, 5 (2000) [*Phys. Usp.*, **43**, 5 (2000)].
46. Mareev E., Semenov T., Lazarev A., Minaev N., Sviridov A., Potemkin F., Gordienko V. *Molecules*, **25**, 5424 (2020).
47. Drouin D., Couture A.R., Joly D., Tastet X., Aimez V., Gauvin R. *Scanning*, **29**, 92 (2007).
48. Gubbini E., Eichmann U., Kalashnikov M., Sandner W. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 053602 (2005).
49. Bargheer M., Zavoronkov N., Bruch R., Legall H., Stiel H., Woerner M., Elsaesser T. *Appl. Phys. B*, **80**, 715 (2005).
50. Андреев А.В., Гордиенко В.М., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **31**, 941 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 941 (2001)].
51. Недорезов В.Г., Рыкованов С.Г., Савельев А.Б. *УФН* (2021, в печати).