

ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА ФАЗОВО-КОНТРАСТНОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ В ЛАБОРАТОРНОМ АСТРОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ИЗУЧЕНИЮ ПЛАЗМЕННЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

© 2023 г. С. С. Макаров^{1,*}, С. А. Пикуз¹

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: seomakarov28@gmail.com

Поступила в редакцию 20.09.2022 г.

После доработки 11.11.2022 г.

Принята к публикации 11.11.2022 г.

В работе проведен расчетно-теоретический анализ возможностей применения метода фазово-контрастной рентгеновской радиографии для исследования малоконтрастных турбулентных потоков в лазерной плазме в экспериментах с астрофизическим подобием. С помощью моделирования прохождения жесткого когерентного рентгеновского излучения через тестовые объекты исследовались параметры лабораторного эксперимента, влияющие на контраст и разрешение получаемых фазово-контрастных изображений. Определялся предельный масштаб измерения частотно-пространственного спектра мощности изображений, на котором проявление артефактов от переналожения дифракционных эффектов от соседних объектов еще не критично для правильной интерпретации результатов. Найдены оптимальные расстояния объект-детектор, которые обеспечивают разрешение спектра мощности турбулентного потока на микронных масштабах. Данные результаты релевантны для проведения будущих лабораторных экспериментов по исследованию развития неустойчивостей в плазме с астрофизическим подобием вплоть до стадии диссипации энергии.

Ключевые слова: фазово-контрастная рентгеновская радиография, рентгеновский лазер на свободных электронах, лабораторный эксперимент с астрофизическим подобием, лазерная плазма, спектр мощности турбулентного плазменного потока

DOI: 10.31857/S000462992301005X, EDN: NPQRPG

1. ВВЕДЕНИЕ

Сложностью исследования эволюции плазменных объектов в космосе с помощью астрономических наблюдений является долгое время развития таких систем, которое может составлять тысячи и миллионы лет. Перспективным подходом к изучению особенностей внутренней структуры и динамики таких объектов является их лабораторное моделирование с использованием потоков лазерной плазмы, расширяющихся в замагниченную ионизированную фоновую среду или вакуум.

На сегодняшний день лабораторная астрофизика является активно развивающимся направлением физики высоких плотностей энергии. С одной стороны, в последние годы появились новые экспериментальные возможности для проведения работ по данному направлению, связанные в первую очередь с разработкой и модернизацией лазерных систем и комплексов высокой мощности: NIF (NIF ARC, 2014, США), OMEGA

(OMEGA-EP, 2012, США) LFEX / FIREX-II, 2015, Япония), OrionPW (2012, Великобритания), LULI2000 (Франция), PEARL (Россия) и многие другие. С другой — появление синхротронных источников нового поколения, таких как рентгеновские лазеры на свободных электронах (EuXFEL, Германия; SLAC, США; SACLA, Япония и др.) позволяет использовать их преимущества (высокая когерентность, широкий доступный диапазон энергии фотонов, фемтосекундная длительность импульса) для визуализации и исследования сверхбыстрых флуктуаций градиентов плотности в плазме с помощью подхода фазово-контрастной рентгеновской радиографии. Также существенное развитие теоретических моделей прогнозирования эволюции различных астрофизических явлений требует их экспериментальной верификации. В связи с этим стали активно разрабатываться методы лабораторной астрофизики, позволяющие исследовать физические процессы, развивающиеся в окрестности

экстремальных астрофизических объектов. В экспериментах широко используется подход, когда высокоинтенсивный оптический лазер фокусируется на специально подготовленную мишень, а фемтосекундный пучок рентгеновского лазера на свободных электронах (РЛСЭ) используется как зондирующее излучение (так называемые эксперименты “накачка-зондирование”) [1–4].

Для современной плазменной астрофизики большой интерес представляют задачи, связанные с особенностями динамики космических плазменных объектов, включая формирование ударных волн и коллимированных нестационарных струй ионизированного вещества — астрофизических джетов. Также активно исследуются гидродинамические неустойчивости, развивающиеся в объеме космических плазменных объектов, таких как остатки сверхновых и на их внешних границах, которые определяют время жизни плазменных образований, их облик и динамические свойства [5]. Благодаря свойству подобия гидродинамических систем, изучение данных явлений может быть проведено в контролируемых лабораторных условиях на модельных объектах, а полученные параметры (размер системы и время ее жизни, скорость вещества, плотность, ионизация и др.) масштабированы на реальные космические объекты [6, 7].

Получение новых знаний по указанным направлениям и верификация развиваемых численных моделей необходимы для прогноза динамики мощных астрофизических событий, совершенствования их классификации, а также использования результатов астрофизики для решения задач, связанных с компактным выделением энергии, в том числе и имеющих важные практические приложения, связанных с проведением активных экспериментов в космосе.

Целью нашей работы было исследование возможностей метода фазово-контрастной рентгенографии для задач лабораторного астрофизического эксперимента по изучению эволюции неустойчивостей Рэлея-Тейлора (НРТ), наблюдаемых в остатках сверхновых. Представлены результаты моделирования прохождения жесткого когерентного излучения РЛСЭ через тестовый объект микронного масштаба с целью анализа влияния параметров эксперимента (энергия фотонов зондирующего излучения, расстояния объект-детектор, плотность мишени) на итоговое разрешение и контраст получаемых дифракционно-улучшенных изображений, а также восстановленный по ним пространственный спектр мощности.

2. РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НРТ В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ С АСТРОФИЗИЧЕСКИМ ПОДОБИЕМ

Разрешение астрофизических наблюдений не всегда достаточно, чтобы различить развитие НРТ в остатках сверхновых, информация о которых необходима для проведения модельных расчетов эволюции таких систем. Как уже отмечалось, альтернативным подходом для получения данной информации могут служить результаты лабораторных экспериментов с астрофизическим подобием. Объектом исследования в такого рода экспериментах являются плазменные турбулентные потоки, порождаемые развитием неустойчивости Рэлея-Тейлора, которые подобны наблюдаемым в остатках сверхновых, рис. 1а–в. Моделирование результатов развития таких систем в лаборатории демонстрирует сходство с реальными астрофизическими объектами, рис. 1б, в [8, 9]. Особенно сложными задачами являются визуализация и исследование развития неустойчивости вплоть до турбулентной фазы развития системы в лабораторном эксперименте, поскольку структуры в данном случае обладают малым контрастом и градиентами плотностей, чтобы их можно было зарегистрировать традиционным методом абсорбционной рентгенографии.

Схема типичного эксперимента для исследования эволюции НРТ в лазерной плазме показана рис. 1а. Как правило, для создания плазмы используется сфокусированный оптический лазер наносекундной длительности, интенсивностью $\sim 10^{13}$ Вт/см² и энергией несколько десятков или сотен джоулей. В качестве модельного объекта широко используются составные цилиндрические мишени размером порядка нескольких мм [10–14]. Первый слой представляет из себя аблятор (например, полимер), необходимый для того, чтобы в нем сформировалась начальная ударная волна при воздействии лазера накачки, рис. 1а. Над аблятором наносятся синусоидальные модуляции с заданным периодом (T) и амплитудой (A) масштаба несколько десятков мкм. В качестве модуляций можно использовать пластик с примесями более тяжелого вещества (например, бром) для увеличения поглощения рентгеновского излучения. В результате воздействия лазерного импульса внутри мишени начинается распространение ударной волны, выход которой на свободную модулированную поверхность приводит к развитию неустойчивостей на границе мишени. Подбирая параметры модуляций, можно варьировать скорость и пространственные режимы развития неустойчивостей. Для подобности реальному астрофизическому объекту, такому как остаток сверхновой в межзвездной среде в фазе замедления, в мишень в пространстве над модуляциями

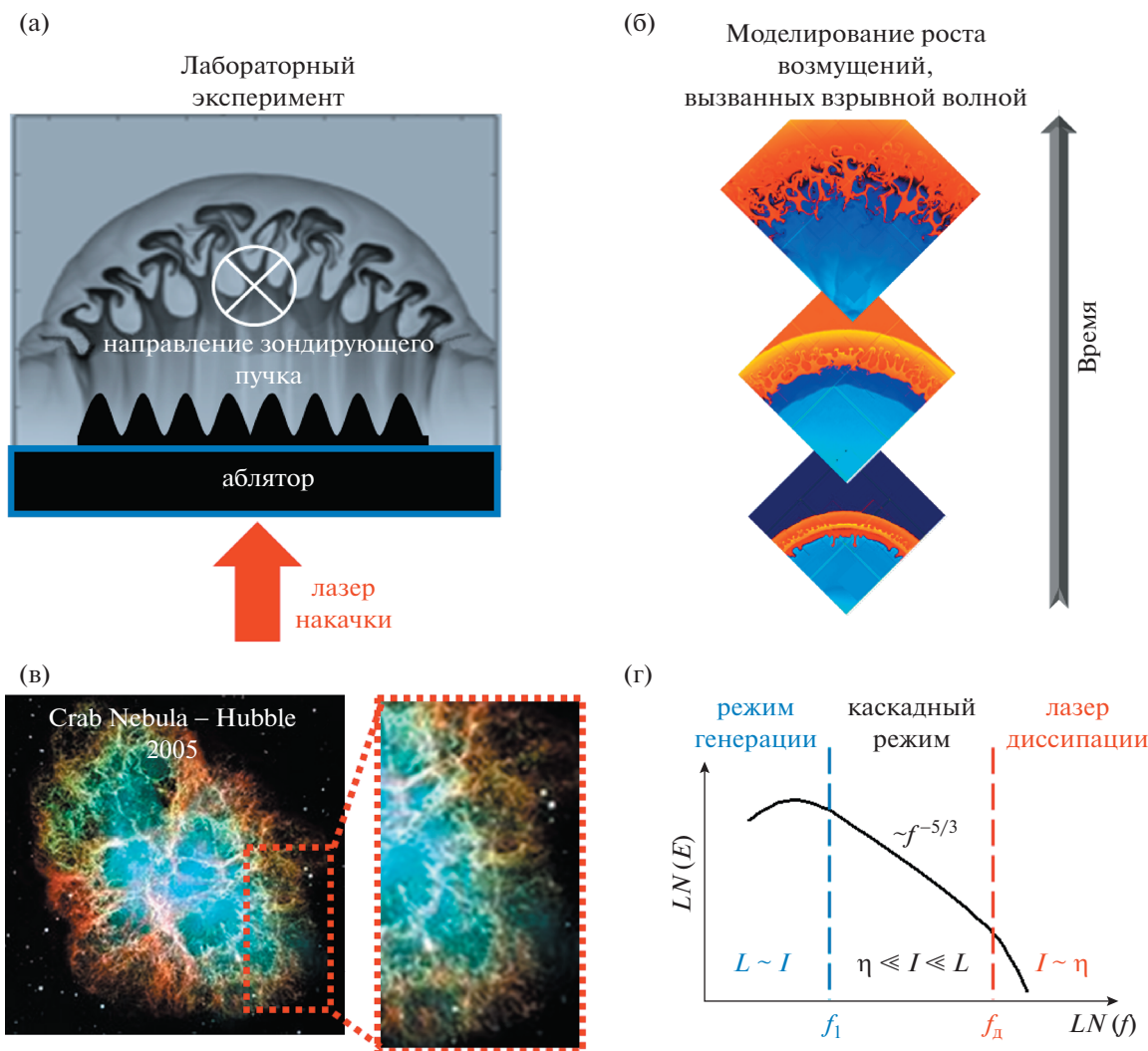


Рис. 1. (а) Схема типичного лабораторного эксперимента с астрофизическим подобием по исследованию эволюции НРТ. (б) Результаты двумерного моделирования эволюции неустойчивости взрывной волны и роста возмущений в ней, имеющие подобие со структурой взрыва сверхновой [8]. (в) Снимок космического телескопа Хаббл, сделанный в 2005 г., остатка сверхновой SN1054 (Крабовидная туманность). Сбоку показана область, в которой отчетливо визуализирующая наличие НРТ в сложной волокнистой структуре. (г) Качественный вид колмогоровского спектра, описывающего перенос энергии между вихрями турбулентности на все меньшие пространственные масштабы.

добавляется пена плотностью несколько десятков или сотен мг/см^3 . Варьируя ее плотность, можно изменять скорость развития сгенерированной НРТ и число Атвуда для системы. Из-за высокой плотности пены сильно замедляется граница между толкателем и внешней средой, что способствует росту НРТ. Для визуализации эволюции развития неустойчивости используется излучение пико/фемтосекундной лазерной плазмы или рентгеновского лазера на свободных электронах, которое зондирует мишень в перпендикулярном направлении относительно направления развития НРТ с наносекундной задержкой от импульса оптического лазера, рис. 1а.

Мощным инструментом для анализа сгенерированных турбулентных потоков является построение пространственно-частотного энергетического спектра. Зачастую он достаточно хорошо описывается колмогоровского спектром, рис. 1г, и наблюдается, например, в турбулентности межзвездной среды или солнечного ветра [15]. Анализ спектра турбулентности также позволяет исследовать особенности в переносе энергии внутри космических систем [16]. Так, например, в работе [17] были проанализированы высокоширотные наблюдения турбулентности в инерциальном диапазоне космическим аппаратом “Улисс” во время солнечного минимума 1993–1996 гг., в результате чего было найдено, что измеренная тур-

булентность оказывается сильнее, чем турбулентность, наблюдаемая на низких широтах космическим кораблем “Вояджер”. Это может указывать на то, что хотя процессы нагрева активны в обоих регионах, турбулентность имеет меньшее время затухания при переносе энергии на малые масштабы, приводящем к нагреву тепловой плазмы. В работе [18] было показано, используя создаваемые лазером встречные потоки плазмы, что турбулентность способна быстро усиливать затравочные поля до почти равного распределения с турбулентными движениями плазменной жидкости. Эти результаты подтверждают представление о том, что турбулентное динамо является жизнеспособным механизмом, ответственным за наблюдаемую намагниченность в плазме с высокими магнитными числами Рейнольдса, обнаруженной во многих астрофизических средах. В работе [19] экспериментально исследовалось статистическое поведение безграничной сверхзвуковой турбулентности, создаваемой столкновением двух высокоскоростных турбулентных плазменных струй, управляемых лазером накачки. Было найдено, что зависимости наклонов спектров мощности от числа Маха согласуются с астрофизическими наблюдениями. В работе [20] был проведен лабораторный эксперимент с потоком плазмы, управляемым лазером, для исследования формирования турбулентных бесстолкновительных ударных волн в условиях, характерных для молодых остатков сверхновых.

Как известно, в колмогоровском спектре значений энергии турбулентности можно условно выделить 3 области, рис. 1г: 1) режим генерации вихрей, 2) инерционный режим, в котором энергия от больших вихрей передается на все меньшие масштабы и 3) область диссипации, в котором энергия переходит в тепловую за счет сил вязкости. На сегодняшний день в лазерной плазме экспериментально хорошо исследованы первые два диапазона. Однако область перехода спектра в режим диссипации энергии еще плохо изучена и не имеет достаточного количества экспериментальных радиографических измерений в виду того, что вещество в данной фазе обладает низким абсорбционным контрастом. Стоит отметить, что информация о спектре в диссипативном диапазоне не имеет решающее значение для построения новых и верификации существующих теоретических моделей эволюции гидродинамических неустойчивостей в плазме.

До недавнего времени была визуализирована только линейная фаза эволюции НРТ [10, 11]. В качестве примера на рис. 2а представлены результаты рентгенографии с использованием излучения лазерной плазмы, полученные в работе [11]. Только с применением подхода фазово-контрастной рентгенографии с использованием когерентного излучения РЛСЭ стало возможным

исследовать турбулентную фазу эволюции НРТ. Так, например, в недавней работе [12] в схожих экспериментальных условиях к исследованию [11] была визуализирована и исследована турбулентная фаза НРТ вплоть до микронных масштабов. В работе [12] исследовалось расширение нанесенных на поверхность мишени модуляций C_8H_7Br синусоидального профиля (1.25 г/см^3 , период $\sim 40 \text{ мкм}$, амплитуда $\sim 5 \text{ мкм}$), вызванное воздействием оптического лазера накачки ($\sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$) на мишень, в малоплотную пену СН (100 мг/см^3). В качестве примера на рис. 2б показаны зарегистрированные на высокоразрешающий флуоресцентный детектор LiF фазово-контрастные изображения для задержек между импульсом оптического лазера и пучка РЛСЭ в диапазоне $t = 10\text{--}60 \text{ нс}$. Видно, что качество полученных изображений при реализации фазово-контрастной рентгенографии с использованием пучка РЛСЭ значительно лучше в сравнении с рис. 2а. В частности, отчетливо визуализируется эволюция пиков и ножек модуляций. Линейная фаза в эксперименте наблюдалась до времен 40–50 нс, после чего система переходила в турбулентную фазу развития. Высокое разрешение и контраст изображений позволили выполнить спектральный анализ вплоть до микронных масштабов, в результате чего была найдена особенность в турбулентном потоке на пространственном масштабе $\sim 4 \text{ мкм}$, пока не нашедшая теоретического объяснения. Появление дополнительных пиков в спектре может быть связано с пористостью используемой мишени, а также проявлением артефактов от фазового контраста на малых масштабах измерений. Таким образом, исследование спектра мощности в области диссипации энергии (на суб/микронных масштабах) является актуальной задачей, для решения которой необходимо проведение дополнительных лабораторных экспериментов.

3. УСЛОВИЯ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА ФАЗОВО-КОНТРАСТНОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

3.1. Моделирование фазово-контрастных картин

Для расчета фазово-контрастных картин применялся открытый программный пакет Wave-Propagator (WPG) [21], который использует библиотеку SRW (Synchrotron Radiation Workshop) и ее привязку к Python для моделирования распространения волнового фронта [22]. В рамках работы было выполнено моделирование прохождения когерентного рентгеновского излучения с энергией фотонов 7 кэВ через тестовый объект, который представлял из себя шарик радиуса от

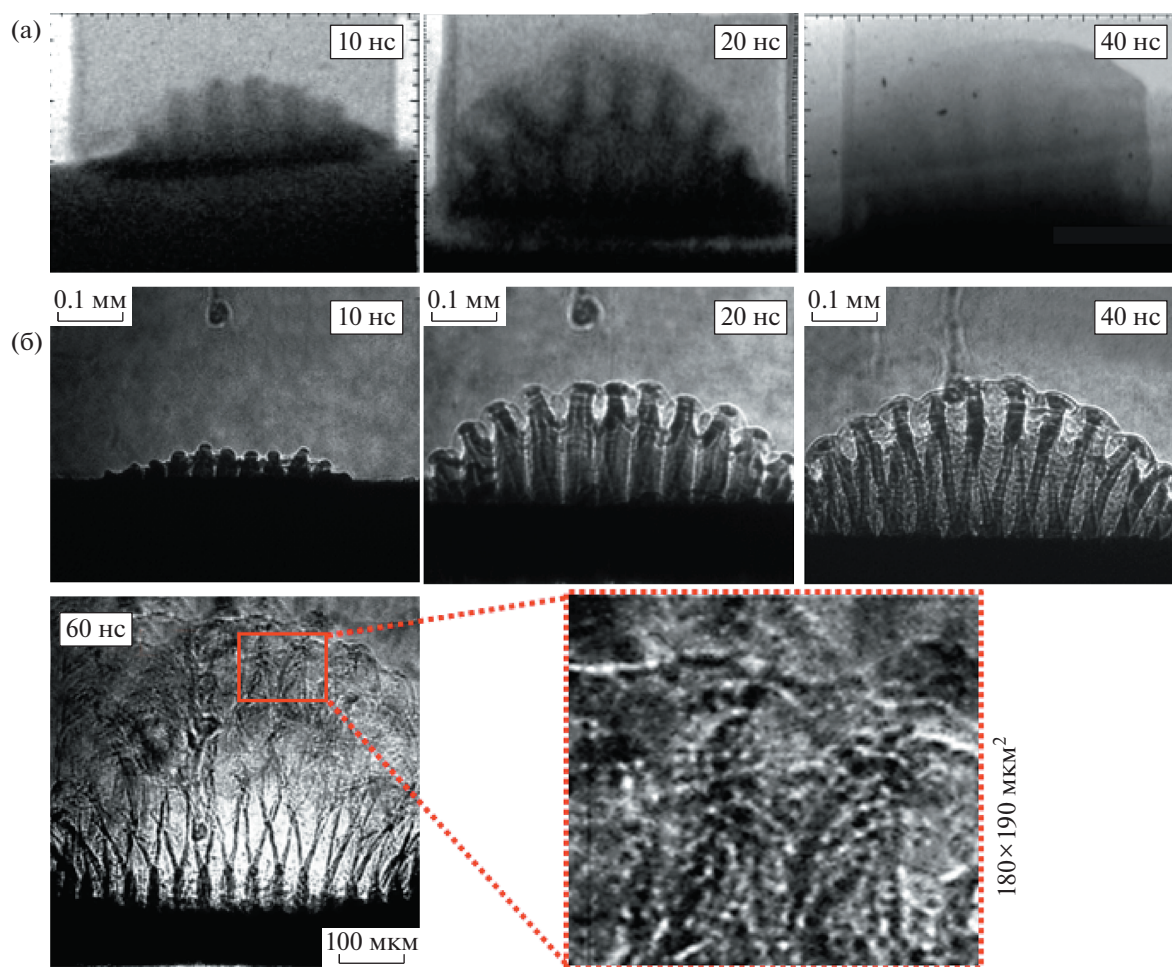


Рис. 2. Результаты рентгенографических исследований развития неустойчивости Рэлея-Тейлора в лабораторном эксперименте с астрофизическим подобием: (а) изображения развития НРТ в моменты времени 10–40 нс после воздействия лазера на мишень в работе [11] при использовании лазерной плазмы в качестве источника зондирующего излучения. (б) Фазово-контрастные изображения развития НРТ, полученные с использованием импульса РЛСЭ, в моменты времени 10–60 нс, полученные в работе [12].

0.5 мкм до 10 мкм C_7H_8Vg плотностью 1.25 г/см^3 . Данные условия были выбраны исходя из параметров эксперимента в работе [12], чтобы определить предельный масштаб, до которого могут быть изучены топология и пространственный спектр турбулентного потока, образовавшегося в результате развития неустойчивости Рэлея-Тейлора. Отметим, что в таких экспериментах для зондирования необходимо использование жесткого рентгеновского излучения, поскольку просвечиваемая область мишени имеет характерные размеры $\sim \text{мм}$. Поглощение рентгеновского излучения, определяющееся линейной плотностью объекта, и расстояние R , на котором необходимо установить детектор от мишени, менялись в диапазоне 1–100% и 0–100 мм для определения их влияния на разрешение и контраст итоговой дифракционной картины. Для реалистичности результатов моделирования экспериментальным условиям величина ячейки расчетной сетки была

задана размером 0.25 мкм, соответствующим характерному разрешению сканирующего оптического микроскопа, используемого для считывания данных с флуоресцентных кристаллических детекторов.

3.2. Пространственное разрешение и контраст картин

На рис. 3а показаны результаты расчетов для диапазона расстояний мишень-детектор $R = 0$ –100 мм модельного шарика с поглощением от 100% до 1% при его облучении фотонами энергией 7 кэВ. Отчетливо видно, что на расстоянии $R = 0$ мм (абсорбционная рентгенография) модельный объект практически не виден, если его поглощение $< 10\%$. С увеличением расстояния R видность объекта возрастает за счет проявления фазового контраста в виде характерных светлых колец на контуре шарика. Необходимо отметить,

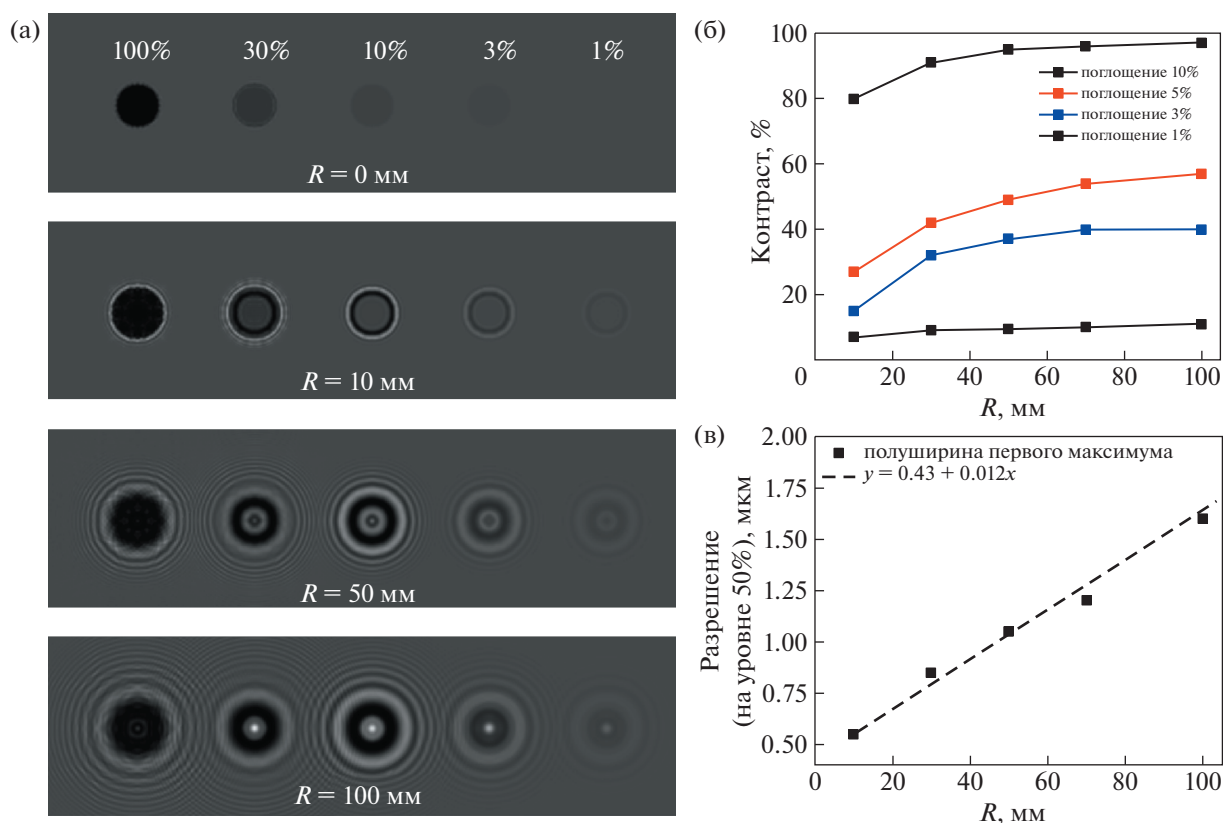


Рис. 3. (а) Расчетные картины видности модельного объекта в виде шарика C_7H_8Br радиуса $r = 10$ мкм с поглощением от 1 до 100% для фотонов энергии 7 кэВ на расстоянии объект-детектор R в диапазоне от 0 до 100 мм. Зависимости контраста изображения и разрешения от расстояния от объекта соответственно для объекта с поглощением 1–10%.

что изменение плотности объекта не влияет на размер первого дифракционного максимума, а определяет лишь его амплитуду и контраст изображения. Для количественного описания видности картины был построен график зависимости контраста изображения от расстояния R для объектов с поглощением менее 30%, рис. 3б. Контраст изображения C рассчитывался как:

$$C = \frac{(I_{\max} - I_{\min})}{(I_{\max} + I_{\min})} \times 100\%, \quad (1)$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ — максимальная и минимальная интенсивность сигнала соответственно.

Как видно из рис. 3б, контраст изображения нелинейно растет с увеличением расстояния “объект — плоскость наблюдения” и плотности вещества. Таким образом, чтобы разрешать турбулентный поток на высоких стадиях развития, когда вещество уже имеет малое поглощение, требуется увеличивать расстояние от объекта до детектора. Однако увеличение расстояния R негативно сказывается на разрешении малых объектов, поскольку картина замывается за счет увеличения ширины первого дифракционного максимума и переналожения таких дифракционных

эффектов от соседних объектов. На рис. 3в показан график зависимости величины разрешения от расстояния объект-детектор. Таким образом, перед проведением эксперимента необходимо решить задачу определения минимального расстояния, при котором дифракционные эффекты уже позволяют поднять контраст изображения, чтобы зарегистрировать объект с ожидаемой плотностью, но ширина первого дифракционного максимума при этом еще имеет суб/микронный масштаб, чтобы не замывать итоговое изображение. Так, например, для регистрации объектов с поглощением менее 1% с обеспечением контрастности изображения на уровне 10% для энергии фотонов 7 кэВ минимальное расстояние от детектора должно превышать 100 мм. Предельное разрешение в этом случае составит ~ 1.6 мкм, рис. 3б, в. Для поглощений $>5\%$ детектор может быть установлен на расстояниях R несколько десятков миллиметров с итоговым контрастом $>30\%$. В зависимости от ограничений на установку детектора вблизи мишени из-за геометрии эксперимента можно достичь разрешения вплоть до 0.5 мкм, рис. 3в. Однако устанавливать детектор на расстояниях менее 10 мм от мишени нецелесообразно, поскольку он может быть поврежден осколками

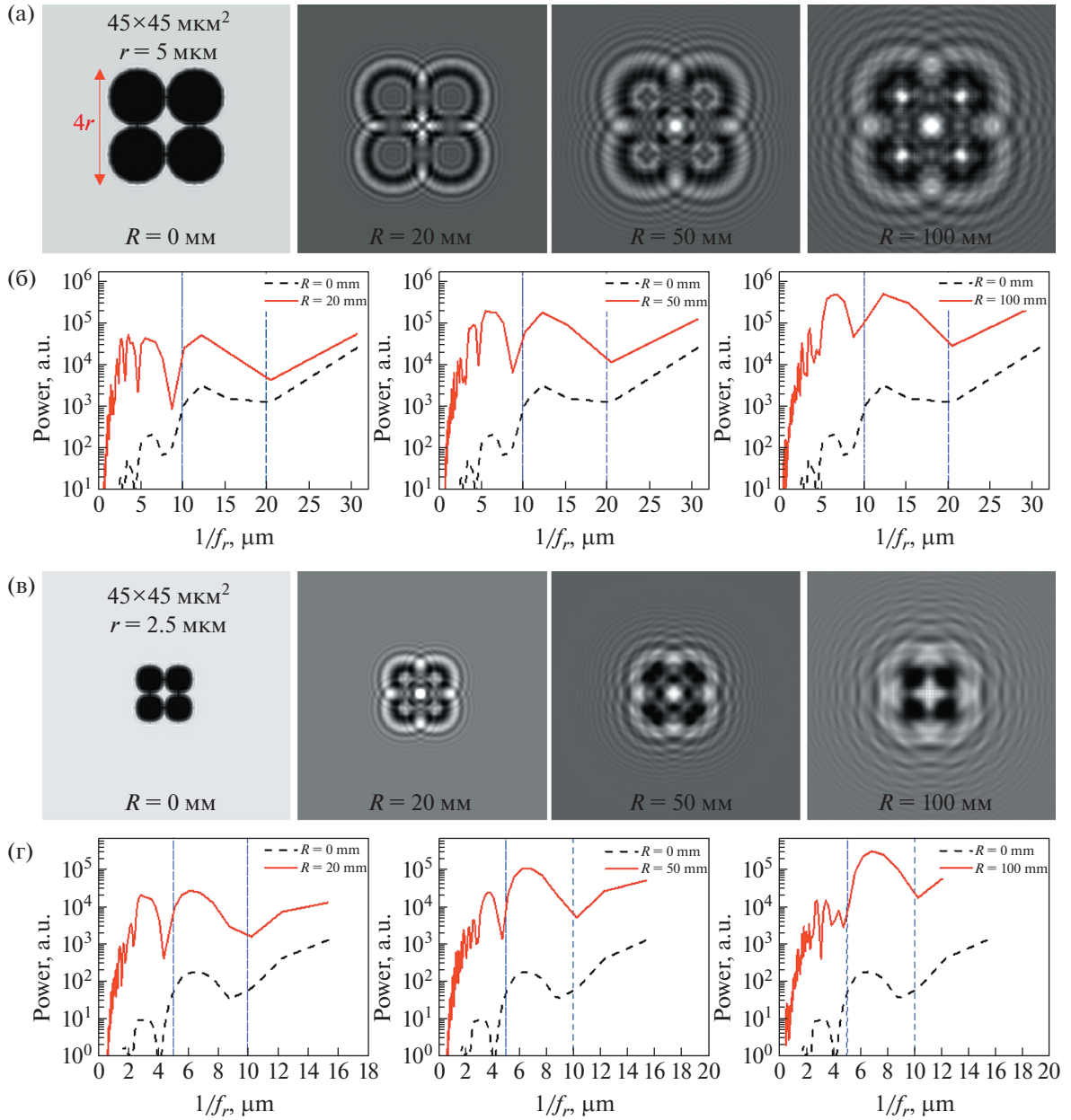


Рис. 4. (а) и (б) Двумерные расчетные картины тестового объекта, состоящего из 4 шариков (радиус одного элемента $r = 5$ мкм и $r = 2.5$ мкм, поглощение 5% для энергии фотонов 7 кэВ) на разных расстояниях R от объекта и соответствующие спектры мощности, выраженные в значениях обратных пространственных частот $1/f_r$ (б) и (г).

ми мишени, образовавшимися в результате воздействия высокоинтенсивного лазера накачки.

3.3. Восстановление пространственного спектра турбулентного потока

Построение зависимости спектральной плотности мощности изображения в зависимости от частоты позволяет идентифицировать пики спектра, связанные с различными явлениями. Пространственное разрешение рентгенографического метода ограничивает масштаб вихрей турбулент-

ности l , до которого может быть восстановлен спектр мощности.

Для изучения предела измерения пространственного спектра турбулентного потока сначала в качестве простого модельного объекта было задано 4 соприкасающихся шарика одинаковой плотности (пропускание 5%) и размера r . В моделировании варьировался размер r в диапазоне 0.5–5 мкм и расстояние $R = 0$ –100 мм объект-детектор. Результаты расчетов показаны на рисунках 4–6 (а).

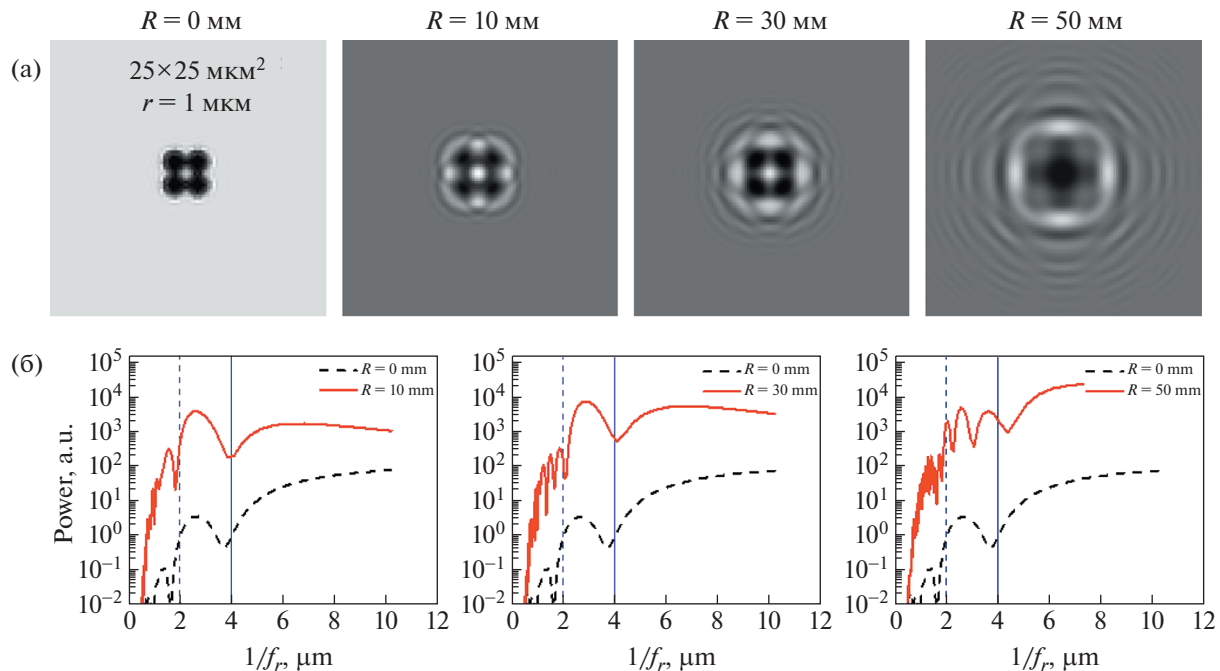


Рис. 5. (а) Двумерные расчетные картины тестового объекта, состоящего из 4 шариков (радиус одного элемента $r = 1 \mu\text{m}$, поглощение 5% для энергии фотонов 7 кэВ) на разных расстояниях R от объекта и соответствующие спектры мощности, выраженные в значениях обратных частот (б).

Рассмотрим сначала случай $r = 5 \mu\text{m}$, рис. 4а, б. Из двумерных картин распределения интенсивности, представленных на рис. 4а, видно, что 4 модельных шарика отчетливо различимы вплоть до расстояний $R = 100 \text{ mm}$. На больших расстояниях начинает сказываться негативное влияние переналожения дифракционных колец от каждого объекта, в результате чего образуется сложная дифракционная картина, затрудняющая как измерение его пространственного спектра, так и простую идентификацию изначальной геометрии объекта. Спектры мощности на различных пространственных частотах показаны на рис. 4б. Для удобства синими прерывистыми линиями отмечены масштабы l , соответствующие размеру составляющих объекта — $2r = 10 \mu\text{m}$ и $4r = 20 \mu\text{m}$. Видно, что спектры для фазово-контрастных изображений (красные кривые — $R > 0 \text{ mm}$) соответствуют абсорбционному (черная прерывистая линия — $R = 0$) вплоть до масштабов $0.5 \mu\text{m}$, однако их амплитуда заметно выше на всех пространственных частотах. Таким образом, для исследования турбулентных потоков с масштабами вихрей более $5 \mu\text{m}$ детектор можно устанавливать в широком диапазоне расстояний R , в зависимости от необходимого контраста и пространственного разрешения, рис. 3б, в.

Для случая меньших масштабов объекта $r = 2.5 \mu\text{m}$, рис. 4в, заданный объект из 4 шариков все еще различим вплоть до $R = 100 \text{ mm}$. Сравне-

ние спектров мощности для расстояний $R = 20\text{--}100 \text{ mm}$ с абсорбционным ($R = 0 \text{ mm}$) показано на рис. 4г. Совпадение характерных максимумов и минимумов для мод $4r = 10 \mu\text{m}$, $2r = 5 \mu\text{m}$ и $r = 2.5 \mu\text{m}$ в спектре наблюдается вплоть до $R = 50 \mu\text{m}$. Однако при больших расстояниях ($R = 100 \text{ mm}$, рис. 4г) в спектре появляются артефакты на масштабах менее $5 \mu\text{m}$ (частоты $f_r > 0.2 \mu\text{m}^{-1}$) и пропадает характерный максимум интенсивности между модами r и $2r$. Таким образом, оптимальное расстояние, на которое необходимо установить детектор в данном случае, находится в диапазоне $10 \text{ mm} < R < 50 \text{ mm}$. Такая геометрия эксперимента обеспечит контраст составляющих вплоть до 50% (рис. 3б) и разрешение не хуже $1 \mu\text{m}$ (рис. 3в).

Дальнейшее уменьшение размера шариков приводит к неправильному отображению модельного объекта и, как следствие, появлению артефактов в спектре на все более ранних расстояниях R . Так для случая $r = 1 \mu\text{m}$ мы видим, что в смоделированном изображении на расстоянии $R = 50 \text{ mm}$ (рис. 5а) изначально заданный объект из 4 шариков уже не различим из-за сильного искажения за счет дифракции. В свою очередь это проявляется в виде артефактов в спектре мощности на пространственных масштабах меньше $4 \mu\text{m}$ (частоты $f_r > 0.25 \mu\text{m}^{-1}$), в частности между модами $2r$ и $4r$, рис. 5б ($R = 50 \text{ mm}$). Сравнение спектров мощности на меньших расстояниях

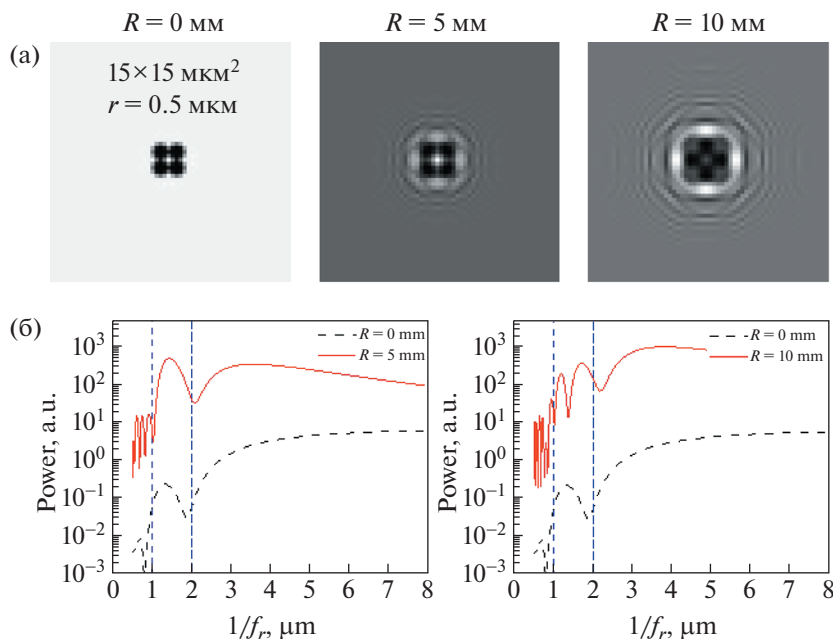


Рис. 6. (а) Двумерные расчетные картины тестового объекта, состоящего из 4 шариков (радиус одного элемента $r = 0.5 \text{ мкм}$, поглощение 5% для энергии фотонов 7 кэВ) на разных расстояниях R от объекта и соответствующие спектры мощности, выраженные в значениях обратных частот (б).

с абсорбционным, представленное на рис. 5б, показывает, что положение максимумов и минимумов интенсивности совпадает в области основных мод ($r = 1 \text{ мкм}$, $2r = 2 \text{ мкм}$, $4r = 4 \text{ мкм}$) вплоть до $R = 30 \text{ мм}$. Таким образом, для данного случая можно достичь контраста изображения вплоть до 40%, а разрешения не хуже 0.8 мкм , при установке детектора на расстоянии $R < 30 \text{ мм}$ (см. рис. 3б, в).

Для объекта с размером $r = 0.5 \text{ мкм}$ расчетное изображение сильно искажено уже на расстоянии $R = 10 \text{ мм}$, рис. 6а. Появление артефактов в спектре наблюдается на масштабах меньше $4r = 2 \text{ мкм}$ (частоты $f_r > 0.5 \text{ мкм}^{-1}$). В данном случае установка детектора на таком малом расстоянии экспериментально сложно реализуема, из-за разлета остатков мишени в результате воздействия лазера накачки.

Чтобы удостовериться в правильности наших расчетов для реального турбулентного потока, была задана более сложная мишень, состоящая из набора множества случайным образом разбросанных по области $200 \times 200 \text{ мкм}^2$ шариков размером: $r = 5 \text{ мкм}$ ($N = 20$), $r = 2.5 \text{ мкм}$ ($N = 40$), $r = 1 \text{ мкм}$ ($N = 80$), $r = 0.5 \text{ мкм}$ ($N = 160$). На рис. 7 показаны результаты расчетов для расстояния $R = 0\text{--}100 \text{ мм}$. Предел разрешения спектра мощности для каждого из расстояний отмечен серой областью на рис. 7б. Несмотря на то что общий вид спектра более сложный, отчетливо различимы минимумы амплитуд, соответствующие модам составляющих мишень элементов (отмечены

синими прерывистыми линиями на рис. 7б). Как видно, полученные расчеты идентичны полученным с более простой мишенью.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение метода фазово-контрастной рентгеновской радиографии с использованием рентгеновских лазеров на свободных электронах в лабораторных экспериментах с астрофизическим подобием позволяет отчетливо визуализировать малоконтрастные плазменные неустойчивости. Становится возможным исследовать объекты с поглощением $\sim 1\%$ при контрасте изображения $\sim 10\%$. При постановке эксперимента следует учитывать, что пространственное разрешение получаемых изображений ухудшается при удалении детектора от исследуемого объекта, в то время как контрастность составляющих структур увеличивается. В рамках работы были найдены зависимости данных величин от расстояния мишень-детектор для энергии зондирующих фотонов 7 кэВ. В зависимости от ожидаемых масштабов и плотностей исследуемых объектов было определено оптимальное расстояние между мишенью и детектором, чтобы достичь контраста структур более 10% с суб/микронным разрешением. Для диапазона тестовых объектов размером $r = 0.5\text{--}5 \text{ мкм}$, моделирующих элементарные вихри турбулентного потока, выполнен анализ спектров мощности фазово-контрастных изображе-

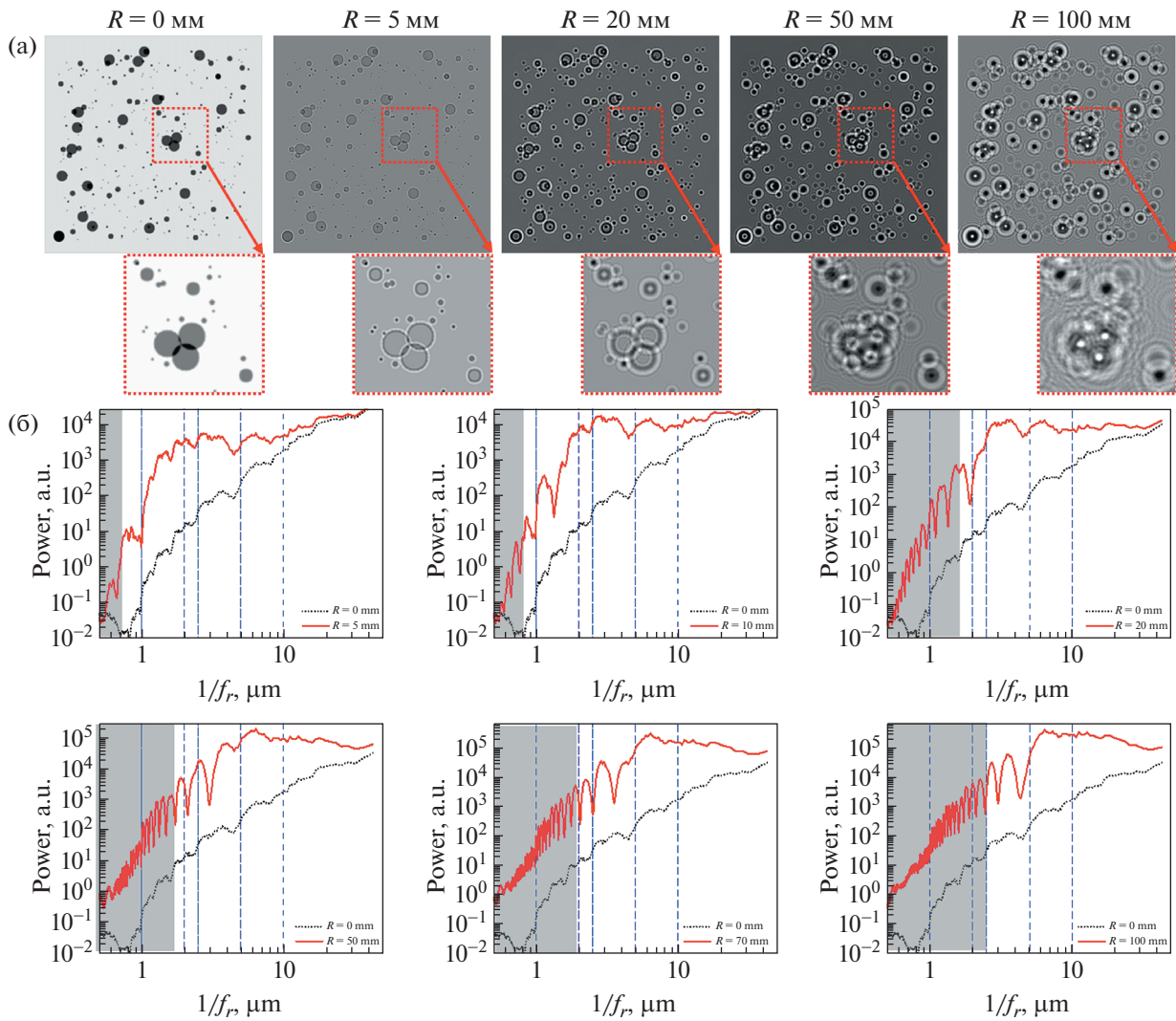


Рис. 7. (а) Двумерные расчетные картины на расстояниях $R = 0$ – 100 мм для шариков с радиусами: $r = 0.5$ мкм ($N = 160$), $r = 1$ мкм ($N = 80$), $r = 2.5$ мкм ($N = 40$), $r = 5$ мкм ($N = 20$). (б) Восстановленные спектры мощности, выраженные в значениях обратных частот. Синими вертикальными линиями отражены кратные моды $2r$ и r масштабов составляющих элементов.

ний на расстояниях R вплоть до 100 мм. Показано, что проявление фазового контраста на объектах микронного масштаба на расстояниях несколько десятков мм может вносить в спектр дополнительные всплески и минимумы интенсивности (артефакты), которые могут привести к неправильной интерпретации лабораторного эксперимента. На основе сравнения положения максимумов и минимумов полученных спектров на разных расстояниях R с соответствующими абсорбционными ($R = 0$ мм) определены предельные пространственные масштабы l , до которых может быть измерен спектр без появления в нем артефактов. Результаты выполненной работы особенно важны для постановки будущих лазерно-плазменных экспериментов по исследованию

развития неустойчивости Релея-Тейлора вплоть до турбулентной фазы и определению спектра мощности в области диссипации энергии.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках работы Программы 10 “Экспериментальная лабораторная астрофизика и геофизика НЦФМ”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. A. Pikuz, A. Y. Faenov, N. Ozaki, N. J. Hartley, et al., J. Appl. Phys. **120**, 035901 (2016).
2. L. Gaus, L. Bischoff, M. Bussmann, E. Cunningham, et al., Phys. Rev. Res. **3**, 043194 (2021).

3. *T. Kluge, M. Rödel, J. Metzkes-Ng, A. Pelka, et al.*, Phys. Rev. X. **8**, 31068 (2018).
4. *S. H. Glenzer, L. B. Fletcher, E. Galtier, B. Nagler, et al.*, J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys. **49**, 092001 (2016).
5. *В. В. Королев, Е. О. Васильев, И. Г. Коваленко, Ю. А. Шекинов*, Астрон. журн. **92**, 559–577 (2015).
6. *D. Ryutov, R. P. Drake, J. Kane, E. Liang, B. A. Remington, W. M. Wood-Vasey*, Astrophys. J. **518**, 821–832 (1999).
7. *É. Falize, C. Michaut, S. Bouquet*, Astrophys. J. **730**, 96 (2011).
8. *A. R. Miles*, Astrophys. J. **696**, 498–514 (2009).
9. *Crab Nebula*, (available at http://www.nasa.gov/sites/default/files/images/430453main_crab-mosaic_hst_big_full.jpg).
10. *S. R. Nagel, K. S. Raman, C. M. Huntington, S. A. MacLaren, et al.*, Phys. Plasmas. **24**, 072704 (2017).
11. *A. Casner, G. Rigon, B. Albertazzi, T. Michel, et al.*, High Power Laser Sci. Eng. **6**, e44 (2018).
12. *G. Rigon, B. Albertazzi, T. Pikuz, P. Mabey, et al.*, Nat. Commun. **12**, 2679 (2021).
13. *M. J. E. Manuel, B. Khair, G. Rigon, B. Albertazzi, et al.*, Matter Radiat. Extrem. **6**, 026904 (2021).
14. *G. Rigon, A. Casner, B. Albertazzi, T. Michel, et al.*, Phys. Rev. E. **100**, 021201 (2019).
15. *K. H. Kiyani, K. T. Osman, S. C. Chapman*, Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. **373**, 20140155 (2015).
16. *B. Burkhart, A. Lazarian, V. Ossenkopf, J. Stutzki*, Astrophys. J. **771**, 123 (2013).
17. *A. S. Watson, C. W. Smith, A. V. Marchuk, M. R. Argall, C. J. Joyce, P. A. Isenberg, B. J. Vasquez, N. A. Schwadron, M. Bzowski, M. A. Kubiak, N. Murphy*, Astrophys. J. **927**, 43 (2022).
18. *P. Tzeferacos, A. Rigby, A. F. A. Bott, A. R. Bell, et al.*, Nat. Commun. **9**, 591 (2018).
19. *T. G. White, M. T. Oliver, P. Mabey, M. Kühn-Kauffeldt, et al.*, Nat. Commun. **10**, 1758 (2019).
20. *F. Fiuza, G. F. Swadling, A. Grassi, H. G. Rinderknecht, et al.*, Nat. Phys. **16**, 916–920 (2020).
21. *L. Samoylova, A. Buzmakov, O. Chubar, H. Sinn, J. Appl. Crystallogr.* **49**, 1347–1355 (2016).
22. *O. Chubar, P. Elleaume*, Conf. Proc. C **980622**, 1177–1179 (1998).