

Ускорение электронов при воздействии тераваттного фемтосекундного лазерного излучения на кластеры азота

М. М. Назаров⁺¹⁾, Т. А. Семенов⁺, А. А. Таусенев^{+,*}, М. В. Чащин⁺, П. А. Щеглов⁺, А. В. Лазарев^{*},
Д. А. Сидоров-Бирюков^{+,*×}, А. В. Митрофанов^{+,*×}, В. М. Гордиенко^{+,*}, В. Я. Панченко^{+,*}

⁺ Федеральное государственное бюджетное учреждение “Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
123182 Москва, Россия

^{*} Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[×] Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 июня 2024 г.

После переработки 27 августа 2024 г.

Принята к публикации 4 сентября 2024 г.

Экспериментально продемонстрирована возможность получения узконаправленного высокоэнергетического электронного пучка, получаемого при взаимодействии тераваттного излучения Ti:Sa лазерного комплекса с азотной газо-кластерной струей при давлении газа, соответствующем границе области конденсации. Получен колиммированный электронный пучок с энергией до 10 МэВ и расходимостью ~ 10 мрад при концентрации плазмы $\sim 10^{19}$ см⁻³. Показано, что применение азота существенно улучшает пространственные (расходимость) и энергетические (заряд и форма спектра) свойства генерируемого пучка электронов по сравнению с аргоном и криптоном. Выполнен термодинамический анализ образования и состава, формируемых в сверхзвуковой струе кластеров.

DOI: 10.31857/S0370274X24100028, EDN: UWTFOY

1. Введение. В настоящее время активно ведутся исследования, направленные на создание источников лазерно-ускоренных электронов [1]. Пучки электронов с энергией в десятки и более МэВ [1–3], генерируемые тераваттными лазерными системами, востребованы для генерации гамма-квантов [1, 3], пучков ионов [4] и нейтронов [5, 6]. Наиболее распространенным является способ лазерного кильватерного ускорения (LWFA), который предполагает использование излучения сфокусированного мощного фемтосекундного лазера в газе низкой плотности. Недавно был предложен метод ускорения электронов, инжектируемых в нелинейную плазменную волну, генерируемую в газо-кластерных струях [7–10], в которых образующиеся при расширении газа в вакуум кластеры представляют собой частицы нанометрового размера. Для оценки размеров кластеров обычно ограничиваются теорией Хагены, применимой в газовой фазе [11–14]. Было показано, что присутствие наночастиц увеличивает плотность заряда. Таким образом, наличие наночастиц, к семейству которых относятся и атомно-молекулярные кластеры [11, 15, 16], может привести к возникновению нового механизма инжекции, повышающему заряд и энер-

гию электронов в пучке. Преимущество в использовании газо-кластерных струй определяется низким порогом для самофокусировки лазерного излучения, более эффективным нагревом мишени, обеспечивающим высокую электронную температуру формирующейся плазмы, возможностью управления размерами кластеров перестройкой давления. Переход от использования в качестве лазерных мишеней струй “легких” газов (водород, гелий) к “тяжелым” (азот, аргон, криптон) связан со стремлением к увеличению заряда пучка ускоренных электронов за счет наращивания плотности плазмы [12, 17].

Характерный заряд электронного пучка, генерируемого в газовых мишенях, составляет 10–100 пКл, при расходимости 5–10 мрад [18–20]. При использовании кластерных мишеней заряд может возрастать до единиц нКл, но расходимость увеличивается до 10–100 мрад [12, 13, 17]. Поэтому задача нахождения условий, при которых одновременно достигается высокий заряд и малая расходимость пучка электронов для воздействующего лазерного импульса с энергией в сотни мДж становится актуальной. Достигнутые к настоящему времени эффективности по заряду электронного пучка составляют около 0.2 пКл/Дж для газовых [18–21] и 1 пКл/Дж – для кластерных мишеней [12, 13, 17]. При учете угловой расходимо-

¹⁾ e-mail: nazarovmax@mail.ru

сти и спектральной ширины, характерная “яркость” электронного пучка составляет 10^{-3} пКл/МэВ/мрад [18, 20]. Рабочим газом в данной работе выбран азот, как один из нескольких перспективных газов для лазерного ускорения электронов, он часто используется как малая добавка к гелию [10, 22], реже в чистом виде в газовых мишенях [20, 21, 23], а при использовании газо-кластерных струй [11, 12, 14, 24] мало исследован.

Предметом настоящего письма является экспериментальная демонстрация возможности получения электронного пучка с высокими зарядом и направленностью при взаимодействии излучения тераваттного Ti:Sa лазера с кластерами азота и определение влияния пограничного состояния конденсации азота на процесс ускорения.

2. Формирование агрегатов азота в расширяющейся сверхзвуковой струе. В данной работе при выборе условий эксперимента впервые использован подход, позволяющий формировать в зоне взаимодействия газо-кластерной струи с лазерным пучком (вблизи среза сопла) агрегаты с заданными свойствами (кластеры, нанокაпли, кристаллы). Была использована квазиодномерная газодинамическая модель сверхзвукового течения реального газа в коническом сопле [25], позволяющая рассчитать температуры азота вблизи среза сопла при разных начальных давлениях P_0 и температурах T_0 . В процессе расширения (движение газа вдоль оси сопла по координате z) изображающая точка движется вдоль определенной изэнтропы, заданной начальным давлением, до выхода из сопла ($z = 10$ мм). Анализ поведения изэнтроп на (P, T) -диаграмме состояния азота (рис. 1) показывает, что при давлениях, превышающих 30 бар в месте лазерного воздействия начнет эффективно формироваться жидкий конденсат. При меньших давлениях, когда изображающая точка не подходит к кривой испарения, азот будет оставаться в газовой фазе с присущими ей низкими концентрациями кластеров малых размеров.

Вычисления выполнены для уравнения состояния Редлиха–Квонга [26], значение теплоемкости бралось из данных NIST [27]. Рассчитанные на основе модели значения температур на срезе сопла (черная штрихованная линия на (P, T) диаграмме азота (см. рис. 1) и анализ поведения соответствующих изэнтроп позволяет получить качественные данные о составе струи и условиях зарождения кластеров. Для оценки размеров кластеров выполнены также расчеты по теории Хагены [14] с параметром $\kappa = 528$ для азота. Расчеты ориентированы на использование конического сопла с малым углом раствора $2\alpha = 10^\circ$ (крити-

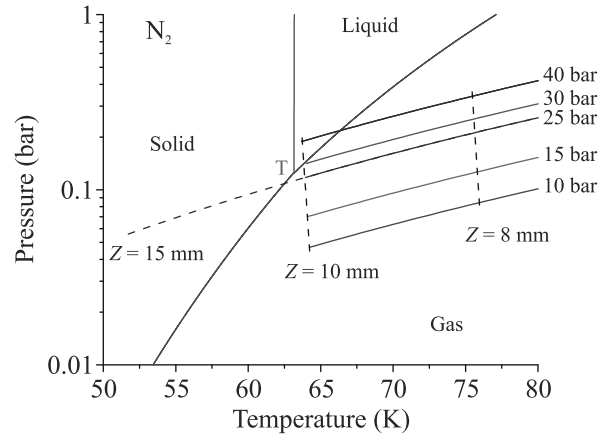


Рис. 1. (Цветной онлайн) (P, T) -диаграмма состояния азота с изэнтропами расширения

ческое сечение $d_{\text{ср}} = 700$ мкм, длина $Z_s = 10$ мм). Оценки показывают, что при условиях до начала конденсации ($10 < P_0 < 30$ бар, $T_0 = 298$ К) средние радиусы кластеров должны изменяться в диапазоне 3–8 нм. Особенность резкого появления кластеров вблизи кривой испарения должна проявиться не только в выходе электронов, но и выходе рентгеновского излучения. Такое предположение подтверждается исследованиями ускорения электронов в газо-кластерной струе водорода [28].

3. Методика измерений. Схема эксперимента представлена на рис. 2. Использовалось излучение мульти-тераваттного Ti:Sa лазерного комплекса НИЦ “Курчатовский институт” ($\lambda_0 = 800$ нм, длительность импульсов $\tau = 30$ фс, при частоте повторения 10 Гц) [29, 30]. Наносекундный контраст импульсов составлял 10^8 , а пикосекундный – 10^7 [31]. Оптические импульсы с энергией $E \leq 160$ мДж заводились в камеру взаимодействия, давление в которой поддерживалось на уровне 10^{-2} мбар. Фокусировка осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 18 см ($F/4$) в пятно диаметром 8 мкм, что обеспечивало релятивистскую лазерную интенсивность $I \leq 5 \times 10^{18}$ Вт/см². Длина перетяжки в вакууме составила $L_R \sim 200$ мкм. Кластерная мишень формировалась в коническом сопле, описанном в разделе 2. Клапан сопла открывался синхронно с лазерным импульсом на 1 мс. Ускоренные электроны регистрировались на сцинтилляторе, защищенном от засветок алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм, область свечения передавалась широкоапертурным объективом на ПЗС-камеру CCD-1. Анализируемым сигналом являлась яркость кадра в области 200×200 мрад², захватывающей заведомо весь пучок, пропорциональная суммарному выходу электронов, то есть полному заряду их пакета. Для

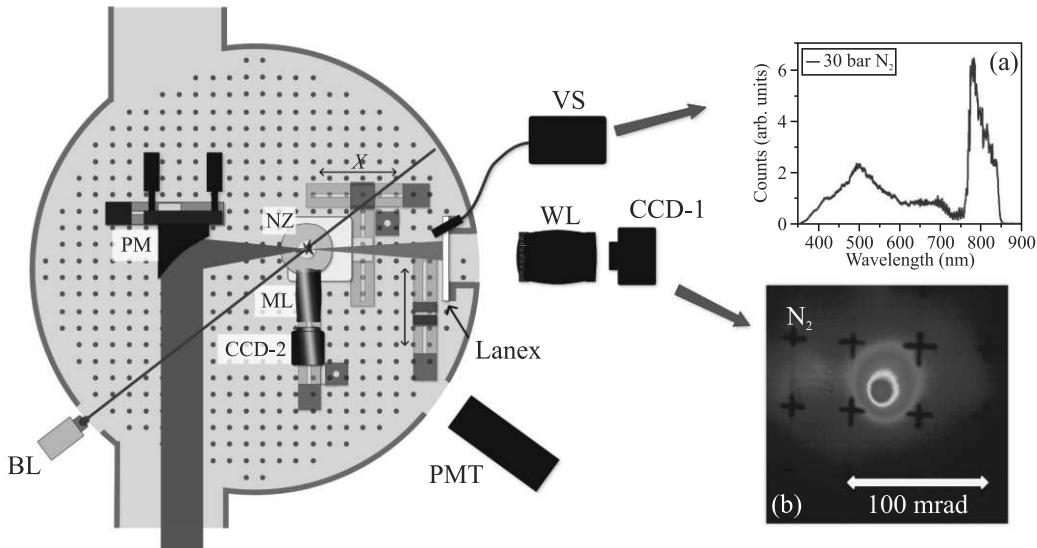


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема эксперимента. PM – внеосевое параболическое зеркало; ML – макрообъектив; WL – фотообъектив; NZ – сопло с клапаном; PMT – рентгеновский ФЭУ; BL – синий лазер для наблюдения рэлеевского рассеяния; VS и CCD – спектрометр и ПЗС видимого диапазона. Вставка (а) – спектр видимого диапазона рассеянного излучения Ti:Sa лазера. Вставка (б) – изображение пучка электронов, регистрируемое на CCD-1

Таблица 1. Характеристики газ-кластерных сред (начальное давление $P_0 = 30$ бар, температура $T_0 = 298$ K)

Параметр/газ	N ₂	Ar	Kr
Атомный номер	7	18	36
Кратность ионизации при $I = 2 \times 10^{18}$ Вт/см ²	5+	8+	15+
Концентрация электронов в центре мишени n_e , см ⁻³	0.5×10^{20}	1×10^{20}	2.6×10^{20}
Средний радиус кластеров, R_{cl} , нм	6.8	20	25
Предельная концентрация кластеров, n_{cl} см ⁻³	30×10^{13}	1.3×10^{13}	1×10^{13}

определения энергетического спектра электронов в выходящий луч вдвигался магнитный спектрометр с величинами поля 0.1 и 0.15 Тл и длиной магнита 2 см, данные двух измерений объединялись в итоговый спектр в диапазоне 0.3–10 МэВ [30]. Кластеризация в струе контролировалась по величине рэлеевского рассеяния (см. рис. 3) от непрерывного лазерного излучения ($\lambda_P = 430$ нм). Изображение области рассеяния, а также форма плазменного филамента фиксировалась ПЗС камерой CCD-2 с макрообъективом и сменными нейтральными фильтрами в видимом диапазоне. Спектральные характеристики прошедшего мишень лазерного излучения регистрировались волоконным спектрометром. Также регистрировалось рентгеновское излучение [29]. Экспериментальные исследования проводились в азоте, аргоне и криптоне при одинаковых условиях. Характеристики газов приведены в табл. 1.

4. Результаты и обсуждение. Диагностика формирования кластеров азота проводилась с помощью регистрации рэлеевского рассеяния. Сигнал рассеяния S_R связан с концентрацией кластеров n_{cl}

и средним радиусом кластера R_{cl} как $S_R \sim n_{cl} R_{cl}^6$ [26]. По распределению яркости в области рассеяния определялось распределение кластеров в струе азота (см. зеленую кривую на рис. 3). Вследствие слабой кластеризации в газовой фазе зарегистрировать рассеяние в азоте при $P_0 < 30$ бар не удалось. Отметим, что при давлении $P_0 = 40$ бар, и температуре $T_0 = 298$ K, сигнал рассеяния в струе азота на 3 порядка слабее, чем в аргоне и криптоне. Из отношения сигналов рассеяния и из размера кластера аргона ($R_{clAr} \approx 25$ нм), определенного ранее [26], оценивался размер кластеров азота $R_{clN_2} \approx 8$ нм в предположении близких величин n_{cl} . Приведенная оценка согласуется с теорией Хагены.

Заряд электронного пучка увеличивается при приближении лазерного излучения к срезу сопла по оси z на расстояние 0.5 мм, а по оси x оптимум фокусировки находится на переднем краю кластерной струи (примерно в $x = -1.2$ мм от оси сопла, см. рис. 3). Поскольку длина перетяжки (200 мкм) соизмерима с масштабом изменения концентрации кластеров в короткофокусной геометрии, сдвиг лазерного

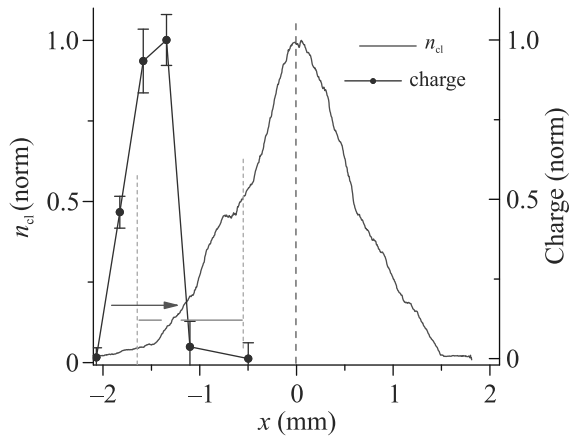


Рис. 3. (Цветной онлайн) Профиль рассеяния в кластерной струе азота при давлении 40 бар. Оранжевый отрезок обозначает начало и окончание наблюдаемого филамента. Синие кружки – заряд электронов при смещении вакуумной перетяжки в данную точку x . Красная стрелка – положение вакуумной перетяжки в оптимальном случае

фокуса на 200 мкм меняет длину и форму плазменного канала, что существенно влияет на выход электронов. До достижения лазерным импульсом области фокусировки с высокой концентрацией кластеров нужно предотвратить потери энергии на нагрев плазмы в фронтальном объеме мишени. Оптимальная точка фокусировки находится на входе в образующий плазменный канал, это определяется компромиссом между плотностью вещества в перетяжке, плазменной дефокусировкой и интенсивностью.

Пороговая мощность лазерного излучения, требуемая для наступления релятивистской самофокусировки, оценивается формулой $P_{las_cr} = 17.4(n_{cr}/n_e) \text{ ГВт}$ [1, 18], где n_{cr} – критическая концентрация плазмы (для $\lambda = 0.8 \text{ мкм}$ $n_{cr} \approx 1.7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Для $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и используемой лазерной мощности $P_{las} = 5 \text{ ТВт}$ превышение над критическим уровнем мощности в нашей работе составляет $P_{las}/P_{las_cr} = 2$, это согласуется с границей появления канала при $P_0 > 20$ бар, данными по n_e, n_{at} из табл. 1 и на рис. 4. Протяженность плазменного канала составляет порядка 0.7 мм для всех трех газов, рис. 5. Длина и положение плазменного канала определяется в первую очередь распределением концентрации электронов и соответствующей самофокусировкой основного импульса, что видно в Томсоновском рассеянии (свечении канала) – рис. 4 и 5. При равных давлениях до клапана свечение канала в газо-кластерной струе азота было на порядок слабее, чем в криптоне, что подтверждает данные об относительных величинах n_e из табл. 1.

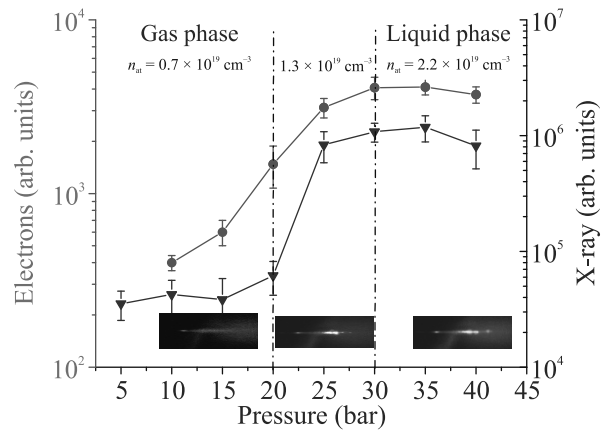


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости заряда пучка электронов и энергии рентгеновского импульса от давления азота P_0 . На вставках свечение филамента и концентрация атомов при давлениях 15, 25 и 40 бар

В области лазерной перетяжки наблюдался темный участок, разрывающий канал (оранжевый отрезок на рис. 3 и верхняя панель на рис. 5), связанный с разрушением кластеров предимпульсом [32–34]. Интенсивность предимпульса $I \approx 10^{12} \text{ Вт/см}^2$ [31] достаточна для кулоновского разлета кластеров [35]. При этом время разлета составляет $\approx 10 \text{ пс}$ [15]. Предимпульс не испытывает релятивистской самофокусировки, следовательно, не может разрушать кластеры за пределами лазерной перетяжки. Таким образом в областях, где наблюдается свечение плазменного канала, кластеры сохраняются до прихода основного импульса. Темную область можно смещать вдоль канала с помощью фокусировки лазера в определенное положение x . Из зависимости выхода электронов от x (на рис. 3) можно оценить вклад кластеризованной фазы азота в процесс ускорения. При максимальном выходе электронов ($x = -1.3 \text{ мм}$) перетяжка и область разрушения кластеров находятся на переднем крае канала и занимают малую его часть ($x = -1.4$ – -1.2 , см. рис. 5 верхний слева), плазменный канал располагается ближе к центру струи и имеет в несколько раз большую протяженность ($x = -1.2$ – -0.5). Если же область разрушения кластеров вдвинуть в середину канала ($x = -1$), выход электронов существенно падает (см. точку $x = -1$ на синей кривой на рис. 3). При том, что концентрация вещества в объеме взаимодействия еще не падает существенно к моменту прихода основного импульса. Это показывает преимущество именно кластерного состояния мишени для процесса ускорения.

На основании анализа, проведенного в разделе 2, исследовалось влияние появления кластеров азота (задаваемое P_0) на процесс ускорения электро-

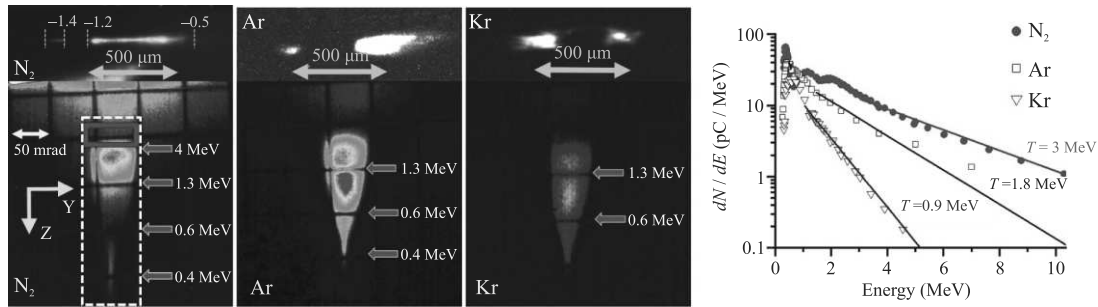


Рис. 5. (Цветной онлайн) Верхний ряд – изображение лазерно-плазменного свечения в области перетяжки в азоте (слева), аргоне (по центру), криптоне (справа), при давлении $P_0 = 30$ бар, пунктирные линии для N_2 отмечают границы канала, его разрыва и значение координаты x . Нижний ряд – энергетически-угловой спектр электронов при магнитном поле $B_y = 0.1$ Тл. Входная апертура спектрометра обозначена красным прямоугольником, область оцифровки сигнала – белым прямоугольником. Зеленые стрелки указывают расчетную энергию электронов для смещений с шагом сетки 1 см. Справа на графике приведены восстановленные энергетические спектры электронов. Экспериментальные точки отмечены кружками (азот), квадратами (аргон), треугольниками (криптон). Линии соответствуют экспоненциальной аппроксимации с температурой 0.9 МэВ (синяя кривая), 1.8 МэВ (черная) и 3 МэВ (красная)

нов. При малой концентрации и размерах кластеров в азоте не образовывался плазменный канал (см. вставку для 15 бар на рис. 4). При увеличении давления $P_0 > 20$ бар канал становился протяженным и узким, при этом наблюдался существенный рост заряда пучка электронов (см. рис. 4), сопровождающийся резким увеличением выхода рентгеновского излучения, указывающий на появление кластеров в струе [36]. Действительно, вследствие наличия твердотельной локальной плотности кластеры гораздо эффективнее газа нагреваются в сверхсильных световых полях [11], что приводит к излучению жестких тормозных фотонов с энергией несколько кэВ [29, 37, 38]. Обнаружено, что изменение давления в области перехода газ–жидкость с $P_0 = 10$ –20 бар на $P_0 = 30$ бар приводит к росту в ≈ 7 раз заряда пучка ускоренных электронов и ≈ 30 раз выхода рентгеновских фотонов (см. рис. 4). Мы связываем резкое увеличение выхода жесткого рентгеновского излучения с активной кластеризацией в области фазового перехода ($P_0 = 20$ –30 бар), где протекает зарождение кластеров для перехода в жидкую фазу. Создание же жидкой фазы (увеличение давления > 30 бар) не обеспечивает ни дальнейшего роста заряда электронов, ни повышения выхода рентгеновских фотонов. При этом форма и яркость создаваемого плазменного канала перестает меняться для давлений > 25 бар, см вставки на рис. 4.

Оценим концентрацию плазмы в оптимальном случае. Согласно теории Хагены среднее количество атомов в кластере [14] составляло $N_{cl} = 3 \times 10^4$. Из концентрации атомов азота $n_{at} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, вычисленной для области фазового перехода ($P_0 = 30$ бар, $T_0 = 298 \text{ K}$), получаем оценку предельной концен-

трации кластеров $n_{cl} = n_{at}/N_{cl} \approx 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Принимая во внимание, что лазерное воздействие производится на фронте струи, где плотность кластеров составляет примерно 20 % от максимальной (см. рис. 3), в лазерном филаменте останется $n_{cl} \approx 7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Средняя концентрация плазмы, возникающая при ионизации кластеров до $Z = +5$, будет соответствовать $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Уширение спектра видимого диапазона (вставка на рис. 2) свидетельствует об изменяющейся во времени концентрации электронов плазмы и показателе преломления [39, 40]. Из этого уширения можно независимым способом оценить концентрацию плазмы [41], величина которой ($n_e = 0.16 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$) не противоречит рассчитанной выше.

$$n_i = -\frac{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e c^3 \Delta\lambda dt}{e^2 \lambda_0^3 L dZ}, \quad (1)$$

где

$$n_e = n_i \cdot Z, \quad (2)$$

n_i – концентрация ионов, $\Delta\lambda$ – величина синего уширения видимого спектра ($\sim 400 \text{ нм}$), m_e , e – масса и заряд электрона, $dZ = 5$, $dt \approx \tau = 30 \text{ фс}$, $L = 650 \text{ мкм}$ – длина взаимодействия.

Оценим заряд пучка. Для изображения электронного пучка на рис. 2, суммарный сигнал на ПЗС камере Gentec Beamage 4M составил 3×10^8 отсчетов (при сборе с экрана в телесный угол 0.1 ср), при этом полезный сигнал до экрана имеет расходимость $\sim 10 \text{ мрад}$ по осям Y и Z ; 50 % яркости кадра содержится в пределах $\pm 10 \text{ мрад}$ от оси пучка. При фактической чувствительности $0.26 \text{ отсчет/фотон}$, используя литературную калибровку экрана Kodak

Lanex Regular, 7×10^9 фот/ср/пКл [42], получаем полный заряд порядка 100 пКл, из них 50 пКл в коллимированной части пучка электронов.

Энергетический спектр электронов восстанавливался по отклонению в магнитном поле $B_y = 0.1$ Тл в направлении оси Z на рис. 5. Анализировалась просуммированная в направлении Y яркость в зависимости от Z в области белого прямоугольника. Артефактное отклонение в направлении Y (квадрупольная фокусировка) вызвано малыми полями $B_z \sim 2$ мТл, оно не превышает апертуры детектора (50 мрад) и нивелируется суммированием в направлении Y . Детали вычисления энергетического спектра приведены в работе [30]. Для азота получен спектр с четко выделенным максимумом на 0.4 МэВ, за ним локальным минимумом и экспоненциально спадающим “хвостом” до 10 МэВ (см. рис. 5). Анализ формы спектра показывает, что 80 % заряда, что соответствует 40 пКл, находится в коллимированном пучке релятивистских электронов с энергией более 1 МэВ. Полученная оценка соответствует мировому уровню эффективности генерации заряда ~ 0.3 нКл/Дж для тераваттных лазерных систем. При этом спектральная плотность заряда имеет порядок 10 пКл/МэВ, а с учетом угловой расходимости ~ 1 пКл/МэВ/мрад.

Выделяют два механизма ускорения электронов для газо-кластерных мишеней: DLA – прямое лазерное ускорение [17, 32, 33], при котором характерен широкий, экспоненциально спадающий спектр распределения по энергиям, расходимость пучка ~ 100 мрад, концентрация плазмы $10^{19} < n_e < 10^{21}$ см $^{-3}$ и автомодулированное ускорение в поле кильватерной волны (SM-LWFA), концентрация плазмы при этом n_e ограничена величиной порядка 10^{18} – 10^{19} см $^{-3}$ [12, 13, 18, 34]. Во втором случае возможно моноэнергетическое ускорение электронов, а расходимость пучка ~ 10 мрад, заряд становится меньше по сравнению с режимом DLA. На основании сопоставления электронных спектров и расходимости пучка с данными работ [43, 44] можно ожидать, что для кластеров азота реализуется гибридный режим с двумя механизмами ускорения: SM-LWFA и DLA. В больших кластерах Ar и Kr ($R_{cl} = 20$ и 25 нм соответственно [26]) при этой же геометрии доминирует DLA механизм с большой (100 мрад) расходимостью пучка и меньшими зарядом и энергией электронов. Заряд электронного пучка для случая азота оказался наибольшим (в 1.3 раза больше, чем в кластерах аргона и в 4 раза больше, чем в кластерах криптона). Сравнение газов показывает, что увеличение плотности плазмы и наращива-

ние размеров кластеров не приводят к улучшению ни заряда, ни энергии, ни расходимости пучка электронов. Мы считаем, что данный результат обусловлен тем, что именно свойства границы области конденсации в азоте позволяют формировать кластеры оптимальных размеров при достаточной их концентрации для инжекции электронов в ускоряющую волну. Действительно, оценки на основании работы [45] показывают, что для кластеров азота с $R_{cl} = 7$ нм наступает предел кулоновского взрыва, т.е. полного вылета электронов из кластера за время действия лазерного импульса.

5. Заключение. В результате проведенных исследований экспериментально продемонстрирована возможность эффективной генерации коллимированного электронного пучка с расходимостью ~ 10 мрад, полным зарядом более 100 пКл и максимальным уровнем энергии ~ 10 МэВ при взаимодействии тераваттного Ti:Sa лазерного излучения релятивистской интенсивности 5×10^{18} Вт/см 2 с кластерами азота оптимального (~ 7 нм) радиуса, полученными за счет выбора давления газа. Создание кластеризованной среды на границе области конденсации позволило увеличить заряд пучка в 7 раз по сравнению с газовой фазой. Выполнен термодинамический анализ размера, концентрации и фазового состояния агрегатов азота, найдены условия ($P_0 = 30$ бар, $T_0 = 298$ К, фокусировка на передний край струи за 1.2 мм от оси сопла), при которых формируется кластерная среда, позволяющая осуществлять эффективную инжекцию и ускорение электронов.

Финансирование работы. Работа в части исследования спектров электронов выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения # 075-15-2022-830 от 27 мая 2022 г., в части исследований формы плазменного канала в рамках государственного задания Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. T. Tajima, X. Q. Yan, and T. Ebisuzaki, Rev. Mod. Plasma Phys. **4**, 7 (2020).
2. I. Y. Kostyukov and A. M. Pukhov, Phys.-Uspekhi **58**, 81 (2015).
3. F. Albert, Phys. Plasmas **30**, 050902 (2023).
4. Т. А. Семенов, И. М. Мордвинцев, С. А. Шуляпов, Д. А. Горлова, А. В. Лазарев, К. А. Иванов, М. С. Джиджоев, А. Б. Савельев, В. М. Гордиенко, Оптика и спектроскопия **131**, 222 (2023).

5. Y. Li, J. Feng, W. Wang, J. Tan, X. Ge, F. Liu, W. Yan, G. Zhang, C. Fu, and L. Chen, *High Power Laser Sci. Eng.* **10**, e33 (2022).
6. W.-Z. Wang, J. Feng, X.-P. Zhang, Y.-J. Li, W.-J. Zhou, W.-C. Yan, G.-Q. Zhang, C.-B. Fu, and L.-M. Chen, *High Power Laser Sci. Eng.* **12**, e11 (2024).
7. M. H. Cho, V. B. Pathak, H. T. Kim, and C. H. Nam, *Sci. Rep.* **8**, 16924 (2018).
8. M. W. Mayr, B. Spiers, R. Aboushelbaya, R. W. Paddock, J. D. Sadler, C. Sillett, R. H. W. Wang, K. Krushelnick, and P. A. Norreys, *Phys. Rev. Accel. Beams* **23**, 093501 (2020).
9. C. Aniculaesei, V. B. Pathak, K. H. Oh, P. K. Singh, B. R. Lee, C. I. Hojbota, T. G. Pak, E. Brunetti, B. J. Yoo, J. H. Sung, S. K. Lee, H. T. Kim, and C. H. Nam, *Phys. Rev. Appl.* **12**, 044041 (2019).
10. Z. Léczy, A. Andreev, and N. Hafz, *Phys. Rev. E* **102**, 053205 (2020).
11. T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry, *Phys. Rev. A* **53**, 3379 (1996).
12. M. Mirzaie, N. A. M. Hafz, S. Li, F. Liu, F. He, Y. Cheng, and J. Zhang, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 103502 (2015).
13. L. M. Chen, W. C. Yan, D. Z. Li et al. (Collaboration), *Sci. Rep.* **3**, 1912 (2013).
14. K. C. Gupta, N. Jha, P. Deb, D. R. Mishra, and J. K. Fuloria, *J. Appl. Phys.* **118** (2015).
15. В. П. Крайнов, Б. М. Смирнов, М. Б. Смирнов, *Успехи физических наук* **177**, 953 (2007).
16. Д. А. Гожев, С. Г. Бочкарев, В. Ю. Быченков, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 233 (2021).
17. P. Koester, G. Bussolino, G. Cristoforetti, A. Faenov, A. Giuletta, D. Giuletta, L. Labate, T. Levato, T. Pikuz, and L. Gizzi, *Laser Part. Beams* **33**, 331 (2015).
18. A. J. Goers, G. A. Hine, L. Feder, B. Miao, F. Salehi, J. K. Wahlstrand, and H. M. Milchberg, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 194802 (2015).
19. D. E. Cardenas, S. Chou, E. Wallin, J. Xu, L. Hofmann, A. Buck, K. Schmid, D. E. Rivas, B. Shen, A. Gonoskov, M. Marklund, and L. Veisz, *Phys. Rev. Accel. Beams* **23**, 112803 (2020).
20. M.-W. Lin, T.-Y. Chu, Y.-Z. Chen, D. K. Tran, H.-H. Chu, S.-H. Chen, and J. Wang, *Phys. Plasmas* **27**, 113102 (2020).
21. J. Kim, Y. H. Hwangbo, and K. N. Kim, *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 034008 (2018).
22. C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, T. Matsuoka, V. Chvykov, F. J. Dollar, G. Kalintchenko, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, K. Krushelnick, V. Yu. Bychenkov, I. V. Glazyrin, and A. V. Karpeev, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 025004 (2010).
23. B. S. Rao, A. Moorti, J. A. Chakera, P. A. Naik, and P. D. Gupta, *Plasma Phys. Control. Fusion* **59**, 065006 (2017).
24. S. Namba, N. Hasegawa, K. Nagashima, T. Kawachi, M. Kishimoto, K. Sukegawa, and K. Takiyama, *Phys. Rev. A* **73**, 013205 (2006).
25. К. В. Брушлинский, *Математические основы вычислительной механики жидкости, газа и плазмы*, Дом Интеллект, Долгопрудный (2017).
26. A. V. Lazarev, T. A. Semenov, E. D. Belega, and V. M. Gordienko, *J. Supercrit. Fluids* **187**, 105631 (2022).
27. *NIST Chemistry WebBook*, National Institute of Standards and Technology, USA (2023) <http://webbook.nist.gov>.
28. B. Aurand, L. Reichwein, K. M. Schwind, E. Aktan, M. Cerchez, V. Kaymak, L. Lessmann, R. Prasad, J. Thomas, T. Toncian, A. Khokkaz, A. Pukhov, and O. Willi, *New J. Phys.* **24**, 033006 (2022).
29. П. А. Щеглов, М. М. Назаров, Т. А. Семенов, А. А. Таусенев, М. В. Чашин, А. В. Лазарев, В. М. Гордиенко, *Квантовая электроника* **54**, 236 (2024).
30. А. А. Таусенев, П. А. Щеглов, М. В. Чашин, А. В. Лазарев, Т. А. Семенов, М. М. Назаров, *Ученые записки физического факультета* **3**, 2431001 (2024).
31. А. В. Митрофанов, М. В. Рожко, М. М. Назаров, Н. В. Якушкин, Я. О. Романовский, А. А. Воронин, А. Б. Федотов, Д. А. Сидоров-Бирюков, *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия* **79**, 2430401 (2024).
32. Y. Fukuda, Y. Akahane, M. Aoyama et al. (Collaboration), *Phys. Lett. A* **363**, 130 (2007).
33. A. Pukhov, Z.-M. Sheng, and J. Meyer-ter Vehn, *Phys. Plasmas* **6**, 2847 (1999).
34. B. Hidding, M. Geissler, G. Pretzler, K.-U. Amthor, H. Schwoerer, S. Karsch, L. Veisz, K. Schmid, and R. Sauerbrey, *Phys. Plasmas* **16**, 043105 (2009).
35. S. Das, P. Sharma, R. Singh, R. K. Vatsa, and V. K. Tripathi, *J. Photochem. Photobiol.* **404**, 112884 (2021).
36. V. M. Gordienko, M. S. Dzhidzhoev, I. A. Zhvaniya, V. T. Platonenko, D. N. Trubnikov, and D. O. Fedorov, *Eur. Phys. J. D.* **67**, 1 (2013).
37. 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, *Квантовая электроника* **51**, 838 (2021).
38. I. A. Zhvaniya, K. A. Ivanov, T. A. Semenov, M. S. Dzhidzhoev, R. V. Volkov, I. N. Tsymbalov, A. B. Savel'ev, and V. M. Gordienko, *Laser Phys. Lett.* **16** (2019).
39. W. M. Wood, G. Focht, and M. C. Downer, *Opt. Lett.* **13**, 984 (1988).
40. D. Z. Li, W. C. Yan, L. M. Chen, K. Huang, Y. Ma, J. R. Zhao, L. Zhang, N. Hafz, W. M. Wang, J. L. Ma, Y. T. Li, Z. Y. Wei, J. Gao, Z. M. Sheng, and J. Zhang, *Opt. Express* **22**, 12836 (2014).

41. A. Giulietti, A. André, S. Dobosz Dufrénoy, D. Giulietti, T. Hosokai, P. Koester, H. Kotaki, L. Labate, T. Levato, R. Nuter, N. C. Pathak, P. Monot, and L. A. Gizzi, *Phys. Plasmas* **20**, 082307 (2013).
42. A. Buck, K. Zeil, A. Popp et al. (Collaboration), *Rev. of Sci. Instr.* **81**, 033301 (2010).
43. D. Hazra, A. Moorti, B.S. Rao, A. Upadhyay, J. A. Chakera, and P. A. Naik, *Plasma Phys. Control. Fusion* **60**, 085015 (2018).
44. D. Hazra, A. Moorti, S. Mishra, A. Upadhyay, and J. A. Chakera, *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 125016 (2019).
45. I. Last and J. Jortner, *Chem. Phys.* **399**, 218 (2012).