

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Фемтосекундное возбуждение кластерных пучков

В.П. Крайнов, Б.М. Смирнов, М.Б. Смирнов

*Рассмотрены быстрые процессы возбуждения кластеров, протекающие под действием ультракороткого мощного лазерного импульса или при столкновении кластеров, а также механизмы поглощения лазерного импульса кластером и последующая эволюция образующейся при этом кластерной плазмы. Проанализированы свойства кластерной плазмы как источника рентгеновского излучения. Исследован характер генерации нейтронов в дейтериевом кластерном пучке, возбужденном лазерным импульсом, и при столкновении ускоренного пучка дейтериевых кластеров с дейтерийсодержащей мишенью, в том числе и с плотным пучком дейтериевых кластеров.*

PACS numbers: 36.40.–с, 52.40.Hf, 52.40.Mj, 61.46.–w

## Содержание

1. Введение (953).
  2. Лазерное облучение кластерных пучков (954).
    - 2.1. Взаимодействие мощных фемтосекундных лазерных импульсов с атомной средой.
    - 2.2. Ионизация кластера в поле сильной электромагнитной волны.
    - 2.3. Характер поглощения лазерного излучения кластерной плазмой.
    - 2.4. Механизмы взаимодействия сильной электромагнитной волны с кластерной плазмой.
    - 2.5. Эволюция кластера после возбуждения.
    - 2.6. Экспериментальные аспекты лазерного облучения кластерных пучков.
  3. Рентгеновское излучение кластерной плазмы при фемтосекундном возбуждении (965).
    - 3.1. Механизмы излучения лазерной кластерной плазмы.
    - 3.2. Спектр излучения кластерной плазмы и другие ее особенности.
    - 3.3. Столкновение кластерных пучков.
    - 3.4. Возбуждение электронов при столкновении кластерных пучков.
  4. Фемтосекундная кластерная плазма как генератор нейтронов (971).
    - 4.1. Особенности термоядерной реакции с участием дейтронов.
    - 4.2. Термоядерная реакция в результате лазерного облучения кластерного пучка.
    - 4.3. Образование нейтронов при столкновении дейтериевых кластерных пучков.
  5. Заключение (978).
- Список литературы (979).

**В.П. Крайнов.** Московский физико-технический институт (Государственный университет), 141700 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9, Российская Федерация  
E-mail: krainov@online.ru

**Б.М. Смирнов.** Объединенный институт высоких температур РАН, 127412 Москва, ул. Ижорская 13/19, Российская Федерация  
Тел./Факс (499) 190-42-44

**М.Б. Смирнов.** Российский научный центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, пл. Курчатова 1, Российская Федерация  
E-mail: smirnov@imp.kiae.ru

Статья поступила 1 ноября 2006 г.,  
после доработки 26 февраля 2007 г.

## 1. Введение

Кластерный пучок по своему строению занимает промежуточное положение между твердотельными и газовыми мишенями. Рассматриваемые в обзоре пучки состоят из кластеров — отдельных групп связанных атомов, содержащих от нескольких тысяч до нескольких миллионов атомов в кластере и имеющих размер порядка нескольких десятков нанометров. Воздействие на кластеры различными источниками энергии позволяет достигать высоких степеней возбуждения материи, так как, с одной стороны, кластеры содержат небольшое количество материи и поэтому их возбуждение может быть достигнуто доступными источниками энергии, а с другой стороны, твердотельная плотность атомов в кластере обеспечивает высокую эффективность их возбуждения по сравнению с газовыми системами.

При сильном возбуждении кластеры превращаются в полностью ионизованную плазму, которая сначала находится в области, занимаемой кластером, и далее свободно разлетается в окружающее пространство. Поэтому для возбуждения кластерной материи необходимо, чтобы время вложения энергии было мало по сравнению со временем разлета плазмы. Для характерного размера кластера порядка 10 нм ( $\sim 10^4$  атомов в кластере) и скорости разлета ионов  $10^7 - 10^8$  см  $s^{-1}$  время разлета ионов составляет  $10^{-13} - 10^{-12}$  с, что требует фемтосекундных времен возбуждения кластеров и создания плазмы.

В обзоре рассмотрены два способа фемтосекундного возбуждения кластеров — при возбуждении кластерного пучка фемтосекундным лазерным импульсом или при столкновении двух ускоренных кластерных пучков. В первом случае энергия лазерного импульса преобразуется в энергию возбуждения кластеров, в том числе в многократную ионизацию атомов кластеров. Во втором случае энергия, необходимая для возбуждения атомов кластеров, берется из кинетической энергии кластеров. При этом, поскольку при не очень больших размерах

кластера коллективные эффекты при преобразовании кинетической энергии ионов в энергию возбуждения электронов несущественны, характер этого процесса одинаков в случае столкновения двух кластеров и в случае столкновения кластеров с пучком быстрых ионов или атомов. Тогда возбуждение определяется прохождением отдельных ионов сквозь кластер, а связи между атомами кластера не влияют на характер возбуждения.

На первой стадии возбуждение кластерных пучков ведет к созданию неоднородной плазмы, состоящей из электронов и многозарядных ионов и находящейся в областях, первоначально занятых кластерами. Последующий распад плазмы из этих областей вызывает заметное замедление возбуждения плазмы и расплывание неоднородностей, заканчивающееся формированием однородной плазмы во всей области, первоначально занятой кластерами. Таким образом, возбуждение плазмы прекращается в силу резкого понижения плотности, однако поглощенная плазмой энергия в ней сохраняется.

Мы рассмотрим два пути использования образующейся плазмы — как источника рентгеновского излучения и генератора нейтронов. Процесс образования и развития плазмы под действием ультракороткого мощного лазерного импульса сопровождается рентгеновским излучением лазерной кластерной плазмы [1–7], причем эффективность преобразования лазерной энергии в энергию рентгеновского излучения достигает 10 % [8, 9]. Создание эффективных рентгеновских источников на основе фемтосекундных лазерных импульсов имеет аналогию с созданием эксимерных лазеров в семидесятых годах XX века, что явилось результатом развития наносекундной техники. При этом эффективность преобразования энергии наносекундных импульсов в энергию ультрафиолетового излучения эксимерных лазеров также достигала 10 %. Появление фемтосекундных лазеров позволяет создавать новые источники электромагнитного излучения в рентгеновской области. При этом основное внимание в обзоре будет уделено концепциям, описывающим общий характер протекающих процессов, и современному пониманию проблемы.

В кластерной плазме, образуемой как под действием фемтосекундного лазерного импульса, так и в результате столкновения двух ускоренных кластерных пучков, вложенная в плазму энергия преобразуется в рентгеновское излучение или идет на образование нейтронов на протяжении всего времени существования плазмы. Эти процессы определяются свойствами образующейся кластерной плазмы и характером ее эволюции. Анализ указанных проблем, которые в случае лазерного возбуждения кластерных пучков рассматривались ранее в обзорах [10–13], является предметом данной статьи.

## 2. Лазерное облучение кластерных пучков

### 2.1. Взаимодействие мощных фемтосекундных лазерных импульсов с атомной средой

Создание новой лазерной техники, связанной с генерацией мощных ультракоротких импульсов электромагнитной энергии, переводит проблему взаимодействия излучения со средой на новые позиции. Действительно, характерная атомная величина для напряженности электрического поля, построенная на атомных едини-

**Таблица 1.** Параметры коротких лазерных импульсов, генерируемых на указанных установках (по данным на 2006 г.)

№	Фирма, страна	$\tau$ , фс	$P$ , $10^{12}$ Вт	$I$ , Вт см $^{-2}$
1	Michigan Univ. (USA)	30	40	$2 \times 10^{19}$
2	Lund (Sweden)	30	30	$1 \times 10^{19}$
3	LOA (France)	30	100	$5 \times 10^{19}$
4	California Univ. (San Diego, USA)	30	50	$5 \times 10^{19}$
5	MBI (Berlin, Germany)	30	100	$1 \times 10^{19}$
6	Astra (Great Britain)	40	40	$3 \times 10^{18}$
7	APRC (JAERI, Japan)	30	500	$1 \times 10^{20}$
8	ATLAS (Germany)	100	30	$5 \times 10^{18}$
9	Texas Univ. (USA)	35	20	$2 \times 10^{17}$
10	LULI (France)	30	100	$5 \times 10^{19}$

цах, составляет

$$F_0 = \frac{e}{a_0^2} = \frac{m_e^2 e^5}{\hbar^4} = 5,14 \times 10^9 \text{ В см}^{-1}, \quad (2.1)$$

а отвечающая этому полю интенсивность электромагнитной волны равна

$$I = \frac{cF_0^2}{8\pi} = 3,5 \times 10^{16} \text{ Вт см}^{-2}. \quad (2.2)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона,  $a_0$  — радиус Бора,  $m_e$  — масса электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света. Поля, создаваемые лазерными импульсами современных установок, могут превосходить эту величину на несколько порядков. Таблица 1 содержит параметры генерируемых фемтосекундных лазерных импульсов на существующих установках и, как видно, интенсивность лазерных импульсов значительно превышает характерные атомные интенсивности (здесь  $\tau$  — длительность импульса,  $P$  — пиковая мощность сигнала,  $I$  — максимальная интенсивность сфокусированного импульса). Конечно, каждая установка с генерацией мощных лазерных импульсов является по-своему уникальной, но, тем не менее, сам факт лабораторного получения полей, превосходящих атомные, трудно было представить ранее, а существование целого ряда таких установок повышает надежность проводимых на их основе исследований.

В данной статье мы ориентируемся на интенсивности лазерного излучения в диапазоне  $I = 10^{16} - 10^{19}$  Вт см $^{-2}$ , что соответствует максимальной напряженности электрического поля электромагнитной волны  $F = (0,6 - 20)F_0$ . Длительность импульса для реальных лазерных устройств составляет 30–100 фс, что соответствует 15–50 периодам осцилляций электромагнитной волны. В дополнение к этому частота электромагнитной волны обычно значительно ниже соответствующей атомной величины.

При рассмотрении взаимодействия электромагнитного поля с атомной средой мы используем следующие особенности этого поля. Во-первых, импульс мощный, т.е. его действие способно существенно изменить поведение связанных электронов в атоме. Во-вторых, частота электромагнитной волны  $\omega$  мала по сравнению с атомной частотой, т.е.

$$\omega \ll \omega_0 = \frac{m_e e^4}{\hbar^3}. \quad (2.3)$$

При этом длина волны, соответствующая атомной частоте  $\omega_0$ , равна

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 2\pi a_0 \frac{\hbar^2}{ce^2} = 45,5 \text{ нм}. \quad (2.4)$$

В частности, для фотона, соответствующего резонансному переходу атома натрия с длиной волны  $\lambda = 0,6$  мкм, это отношение составляет примерно  $1/13$ , а для фотона с  $\lambda = 0,8$  мкм (излучение титан-сапфирового лазера, который наиболее часто используется как источник фемтосекундных лазерных импульсов) оно составляет  $1/17$ .

Ориентируясь на такие длины волн и высокие поля электромагнитной волны по сравнению с атомными полями, получаем, что параметр Келдыша, определяющий характер взаимодействия атомной системы с электромагнитной волной, для процесса ионизации атомов среды полем электромагнитной волны мал. Это выполняется не только для атомов, но также и для атомных ионов, образующихся при последовательной ионизации атомов. Действительно, параметр Келдыша вводится как [14]

$$\gamma = \frac{\omega}{\omega_0} \frac{F_0}{F} \sqrt{\frac{J_Z}{J_0}}, \quad (2.5)$$

где параметры  $F_0$  и  $\omega_0$  следуют из формул (2.1) и (2.3),  $J_0$  — потенциал ионизации атома водорода в основном состоянии,  $J_Z$  — потенциал ионизации атомного иона, когда он приобретает заряд  $Z$ . Малость параметра Келдыша

$$\gamma \ll 1 \quad (2.6)$$

позволяет утверждать, что взаимодействие лазерной электромагнитной волны с атомной системой определяется электрическим полем волны. В рамках этого режима взаимодействия можно проанализировать конкретный характер данного взаимодействия. Отметим, что несмотря на большую амплитуду волны взаимодействие лазерной электромагнитной волны с атомной системой сохраняет нерелятивистский характер. Действительно, величина характерной скорости валентных электронов атомов порядка атомной скорости  $e^2/\hbar$ , а для атомных ионов с зарядом  $Z \sim 1$  эта скорость  $v \sim Ze^2/\hbar$  имеет тот же порядок величины, так что параметр  $v/c$ , где  $c$  — скорость света, является малым, что и определяет нерелятивистский характер взаимодействия рассматриваемых атомов и ионов с электромагнитным полем.

Из-за того, что напряженность внешнего лазерного поля становится сопоставимой с полем, создаваемым атомным остатком, атомная система существенным образом перестраивается, скорость нерезонансных (многофотонных) процессов сравнивается со скоростью для резонансных переходов, хотя все эти переходы в атомной системе происходят медленнее по сравнению с характерными атомными временами [15]. При дальнейшем повышении интенсивности лазерной волны появляется возможность надбарьерной ионизации валентных электронов. Ниже мы покажем, что один из наиболее эффективных механизмов поглощения сильной электромагнитной волны на первой стадии процесса взаимодей-

ствия атомной системы с электромагнитной волной обусловлен надбарьерным переходом валентных электронов в пространственные области, где электрон остается свободным после выключения электромагнитного поля (механизм Бете) [16].

Анализируя поведение атомов и атомных ионов в поле электромагнитной волны, обратим внимание на эволюцию свободных электронов. Характерная амплитуда колебаний ионизованных электронов в лазерном поле порядка

$$a = \frac{eF}{m_e \omega^2} \quad (2.7)$$

и оказывается большой по сравнению с атомным размером  $a_0$  при выполнении критериев (2.3) и (2.6). Например при напряженности поля электромагнитной волны  $F = 10^{18}$  В см<sup>-1</sup> и длине волны  $\lambda = 0,8$  мкм для титан-сапфирового лазера получаем

$$a \approx 1500a_0 = 82 \text{ нм}. \quad (2.8)$$

Такой радиус имеет металлический кластер, содержащий порядка  $10^8$  атомов.

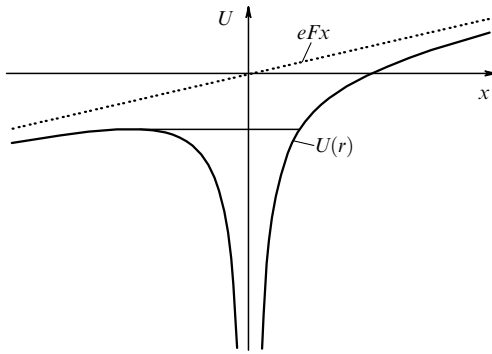
Как видно, газ, состоящий из отдельных атомов или молекул, не подходит на роль мишени для лазерной электромагнитной волны. Действительно, при низкой концентрации атомов электроны совершают свободные колебания только в электромагнитном поле лазерного излучения, тогда как взаимодействие с атомным остатком в течение большей части времени относительно слабое. Это ведет к слабому поглощению. С другой стороны, если концентрация атомов высока, то даже после однократной ионизации атомов плотность электронов может достигнуть критической, и излучение не сможет проникать в образующуюся плазму. Тем самым, создавая под действием мощного лазерного импульса плазму с максимально возможной температурой, в качестве мишени следует выбрать кластеры или макроскопическую атомную систему. В последнем случае необходимо создать дополнительные условия, чтобы лазерное излучение в процессе его поглощения взаимодействовало с ограниченным числом атомных частиц.

## 2.2. Ионизация кластера

### в поле сильной электромагнитной волны

Одним из основных процессов, определяющих эволюцию кластера, служит ионизация, которую можно подразделить на внутреннюю, т.е. ионизацию атомов и ионов в кластере, и внешнюю — ионизацию кластера как целого. Мы рассмотрим последовательно оба процесса, причем в обоих случаях будем полагать, что характер ионизации надбарьерный. Надбарьерную ионизацию удобно описывать в рамках приближения Бете, которое, хотя и дает грубый результат, но позволяет понять как характер процессов ионизации, так и зависимость параметров процесса ионизации от параметров электромагнитной волны.

Для простоты мы рассмотрим ионизацию атомной частицы в поле лазерного излучения, считая, что освобождающийся электрон находится в кулоновском поле атомного остатка и лазерное поле не меняет потенциал ионизации атомной частицы. Тогда электрический потенциал, действующий на освобождающийся элект-



**Рис. 1.** Электрический потенциал, действующий на освобождающийся электрон атомного иона кластера и создаваемый кулоновским полем атомного остатка и мгновенным электрическим полем лазерной электромагнитной волны.

рон (рис. 1), имеет вид

$$U = -\frac{Z}{r} + Fx, \tag{2.9}$$

где  $r$  — расстояние электрона от атомного остатка,  $x$  — координата вдоль поля,  $Z$  — заряд атомного остатка,  $F$  — текущая напряженность поля волны. Отсюда находим положение барьера

$$x_0 = -\sqrt{\frac{Z}{F}}. \tag{2.10}$$

Как видно, надбарьерное освобождение электрона имеет место, если напряженность поля удовлетворяет соотношению [10, 16]

$$F > \frac{J^2}{4Z}, \tag{2.11}$$

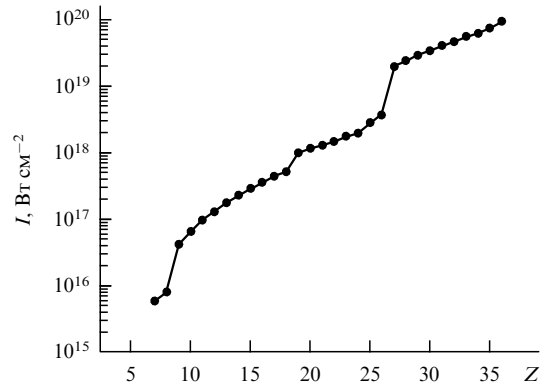
где  $J$  — потенциал ионизации атомной частицы.

В частности, используя потенциал ионизации водородоподобного иона  $J = Z^2 J_0 / n^2$  ( $J_0$  — потенциал ионизации атома водорода в основном состоянии,  $n$  — главное квантовое число, соотношение справедливо при больших значениях  $Z$ ), получим для максимального заряда атомного иона, образуемого под действием поля напряженности  $F$ ,

$$Z = n^{4/3} \left( \frac{F}{F_0} \right)^{1/3}, \tag{2.12}$$

где параметр  $F_0$  дается формулой (2.1). Несмотря на грубость формулы (2.12), она позволяет оценить зависимость заряда образующихся ионов от напряженности поля.

Важным фактором, который отражается на характере ионизации многоэлектронного атома, является ступенчатый характер зависимости потенциала ионизации от заряда иона. Скачки потенциала ионизации соответствуют изменению главного квантового числа иона. Этот факт демонстрируется данными табл. 2, где приводится потенциал ионизации атома ксенона и его ионов [17]. Такое поведение потенциала ионизации определяет зависимость от интенсивности лазерного сигнала для заряда иона, образуемого в поле лазерной волны в соответствии с формулой (2.12). Эта



**Рис. 2.** Зависимость заряда атомного иона  $Z$  в кластерной плазме ксенона, создаваемой возбуждением пучка кластеров ксенона лазерным импульсом, от интенсивности лазерного импульса.

**Таблица 2.** Потенциал ионизации атома и ионов ксенона

Оболочка	$J$ , эВ	Оболочка	$J$ , эВ	Оболочка	$J$ , эВ
5p <sup>6</sup>	12,13	4p <sup>6</sup>	549	3p <sup>6</sup>	2554
5p <sup>5</sup>	21,21	4p <sup>5</sup>	583	3p <sup>5</sup>	2639
5p <sup>4</sup>	32,1	4p <sup>4</sup>	618	3p <sup>4</sup>	2728
5p <sup>3</sup>	46,7	4p <sup>3</sup>	651	3p <sup>3</sup>	2812
5p <sup>2</sup>	59,7	4p <sup>2</sup>	701	3p <sup>2</sup>	2979
5p	71,8	4p	737	3p	3071
5s <sup>2</sup>	92,1	4s <sup>2</sup>	819	3s <sup>2</sup>	3245
5s	105,9	4s	897	3s	3334
4d <sup>10</sup>	171	3d <sup>10</sup>	1385	2p <sup>6</sup>	7663
4d <sup>9</sup>	202	3d <sup>9</sup>	1491	2p <sup>5</sup>	7839
4d <sup>8</sup>	233	3d <sup>8</sup>	1587	2p <sup>4</sup>	8143
4d <sup>7</sup>	263	3d <sup>7</sup>	1684	2p <sup>3</sup>	8381
4d <sup>6</sup>	294	3d <sup>6</sup>	1781	2p <sup>2</sup>	8987
4d <sup>5</sup>	325	3d <sup>5</sup>	1877	2p	9257
4d <sup>4</sup>	358	3d <sup>4</sup>	1987	2s <sup>2</sup>	9582
4d <sup>3</sup>	390	3d <sup>3</sup>	2085	2s	9813
4d <sup>2</sup>	421	3d <sup>2</sup>	2211	1s <sup>2</sup>	40245
4d	452	3d	2302	1s	41211

зависимость содержит платообразные элементы при значениях заряда образуемого иона, когда главное квантовое число иона остается постоянным. Демонстрация такой зависимости для ксенона представлена на рис. 2.

Рассматриваемый пример ксеноновой кластерной плазмы, образуемой в результате действия сильной электромагнитной волны на атомы ксенона, демонстрирует особенности многократной ионизации атома. Процесс ионизации происходит за атомные времена, т.е. в нашем рассмотрении мгновенно, и степень ионизации определяется напряженностью поля волны, так что для максимальной ионизации этот процесс происходит в основном в моменты времени, когда гармоническое поле волны достигает максимума. Увеличение интенсивности волны ведет к росту заряда образуемого иона. Отрыв новых электронов в пределах одной электронной оболочки происходит монотонно при относительно небольшом изменении интенсивности электромагнитной волны, тогда как ионизация новой оболочки требует значительно большего изменения интенсивности. В частности, в рамках модели Бете имеем в случае ксенона, что переход от 5s к 4d оболочке требует увеличения интен-

сивности в 5,3 раза (с  $7,9 \times 10^{15}$  до  $4,2 \times 10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>) и такое же увеличение интенсивности (с  $3,8 \times 10^{18}$  до  $2,0 \times 10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup>) требуется при переходе от 4s к 3d оболочке. Переход от 3s к 2p оболочке требует увеличения интенсивности в 26 раз (с  $2,6 \times 10^{20}$  до  $6,8 \times 10^{21}$  Вт см<sup>-2</sup>). Далее, в рамках модели Бете в рассматриваемой области интенсивностей лазерного импульса ( $I = 10^{16} - 10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup>) заряд иона в образующей ксеноновой плазме находится в пределах  $Z = 9 - 26$ .

Рассматривая внешнюю ионизацию кластера как процесс взаимодействия электронов кластера с электромагнитным полем лазерного излучения, мы снова воспользуемся приближением Бете, чтобы установить заряд кластера. Полагая для простоты распределение заряда внутри кластера однородным [10, 11, 18], находим для электрического потенциала кластера с зарядом  $Q$

$$U_{cl}(r) = \begin{cases} -\frac{Q}{2R} \left( 3 - \frac{r^2}{R^2} \right), & r \leq R, \\ -\frac{Q}{r}, & r \geq R. \end{cases} \quad (2.13)$$

Здесь  $R$  — радиус кластера, а  $r$  — расстояние от рассматриваемой точки до центра кластера. Так же, как и для внутренней ионизации, находим положение барьера и, выбирая в качестве потенциала ионизации энергию электрона на периферии кластера  $Q/R$ , находим связь между зарядом кластера  $Q$  и напряженностью электрического поля  $F$ :

$$Q = 4FR^2. \quad (2.14)$$

Выражая радиус кластера через число атомов в кластере  $n$  согласно формуле  $R = r_{Wn}^{1/3}$ , где  $r_W$  — радиус Вигнера–Зейтца [19], приведем формулу (2.14) для заряда кластера к виду

$$Q = 4Fr_{Wn}^2 n^{2/3}. \quad (2.15)$$

Электроны, освобождающиеся при ионизации атомов и атомных ионов кластера под действием лазерного поля, оказываются запертыми внутри кластера под влиянием самосогласованного поля кластера. Введем параметр  $\alpha$  — часть покидающих кластер электронов в соответствии с формулой

$$\alpha = \frac{Q}{Zn}, \quad (2.16)$$

где  $Z$  — заряд атомного иона,  $n$  — число атомов кластера. Конечно, этот параметр находится в пределах  $0 \leq \alpha \leq 1$ , так что в случае  $\alpha = 1$  все электроны покидают кластер, а в другом предельном случае  $\alpha = 0$  все электроны остаются внутри кластера. На основе формулы (2.15) в предположении, что электрон находится в основном состоянии водородоподобного атома, выражение (2.16) для степени ионизации кластера удобно представить в виде

$$\alpha = \left( \frac{8F}{F_0} \right)^{2/3} \frac{r_W^2}{a_0^2 n^{1/3}}. \quad (2.17)$$

Ясно, что если степень ионизации  $\alpha > 1$ , то при дальнейших вычислениях мы должны взять ее значение  $\alpha = 1$ .

**Таблица 3.** Степень ионизации кластера ксенона при различных значениях числа атомов в кластере и потока лазерного излучения

$I, \text{Вт см}^{-2} \backslash n$	$10^3$	$10^4$	$10^5$	$10^6$
$10^{16}$	0,71	0,33	0,15	0,071
$10^{17}$	1	0,75	0,35	0,16
$10^{18}$	1	1	0,65	0,3

Как следует из формулы (2.17), степень ионизации кластера в заданном электрическом поле падает с ростом размера кластера. Это иллюстрируется также данными табл. 3 для ксенонового кластера при различных значениях числа атомов в кластере  $n$  и интенсивности лазерного импульса  $I$  [18]. При рассмотрении ионизации кластера и его атомов электромагнитным полем лазерного излучения мы неявно полагали, что ионизация происходит мгновенно в момент, когда напряженность поля достигает соответствующего критического значения. Фактически, такой подход базируется на предположении, что характерное время надбарьерного перехода электрона должно быть меньше лазерного периода, и ионизация протекает в квазистационарном электрическом поле, т.е. когда параметр Келдыша мал. Все это справедливо для ионизации атомов и атомных ионов кластера, но требует дополнительного анализа в случае ионизации кластера как целого. Если потенциал ионизации кластера как целого выбран равным  $Q/R$ , то с учетом формулы (2.14) выражение для параметра Келдыша (2.5) примет вид

$$\gamma = \left( \frac{8R}{eF/m_e \omega^2} \right)^{1/2}. \quad (2.18)$$

Таким образом, мы можем трактовать ионизацию кластера как мгновенный процесс, если размер кластера не превосходит амплитуду свободных осцилляций электрона.

До сих пор мы полагали, что ионизация атомов и ионов в кластере обусловлена лишь действием внешнего электрического поля, и из виду упускалось влияние самосогласованного поля кластера, связанного с нескомпенсированным зарядом атомных ионов внутри кластера. Самосогласованное поле, складываясь с полем лазерной волны, усиливает ионизацию атомных ионов. В частности, если использовать однородное распределение заряда в кластере, то в соответствии с формулой (2.13) напряженность самосогласованного поля внутри кластера ( $r \leq R$ ) равна

$$F_{cl}(r) = \frac{dU_{cl}}{dr} = \frac{Q}{R^3} r = 4F \frac{r}{R}. \quad (2.19)$$

Это поле равно нулю в центре кластера и отлично от нуля на его границе. Соответственно заряд атомных ионов на границе кластера выше, чем в его центре. В частности, полагая, что ионизация кластера как целого протекает аналогично ионизации водородоподобного иона в основном состоянии, получим для заряда атомного иона  $Z$  в зависимости от его расстояния  $r$  до центра кластера

$$Z(r) = Z_0 \left( 1 + 4 \frac{r}{R} \right)^{1/3}, \quad (2.20)$$

**Таблица 4.** Заряд атомных ионов в различных кластерах

Ион \ I, Вт см <sup>-2</sup>	10 <sup>17</sup>	10 <sup>18</sup>	10 <sup>19</sup>
Kr	12 (18)	18 (26)	24 (27)
Xe	11 (24)	19 (28)	26 (43)
Mo	12 (14)	14 (24)	22 (32)
W	12 (38)	22 (47)	41 (56)

где  $Z_0$  — заряд ионов, находящихся в центре кластера. Как следует из этой формулы, заряд атомного иона, находящегося на поверхности кластера, в  $5^{1/3} = 1,7$  раз больше, чем в случае, когда ион находится внутри кластера. Для демонстрации этого факта в табл. 4 сравниваются значения зарядов атомных ионов в кластерах с учетом реальных параметров ионов [18]. Кластеры содержат  $n = 10^6$  атомов, значения зарядов даны в центре кластера и на его границе (в скобках).

Отметим, что электроны, захваченные самосогласованным полем кластера, совершают гармонические колебания, перемещаясь таким способом по всему объему кластера. Для гармонического потенциала (2.13) частота колебаний электрона определяется соотношением

$$\Omega^2 = \frac{Q}{m_e R^3} = \frac{4eF}{m_e R}. \quad (2.21)$$

Используя степень ионизации кластера (2.16), удобно представить это соотношение в виде

$$\Omega^2 = \frac{Z\alpha}{m_e r_W^3}. \quad (2.22)$$

Как видно, частота электронных осцилляций в самосогласованном поле кластера сравнима с соответствующей атомной величиной и обычно превышает частоту электромагнитных осцилляций для используемых лазеров, в частности, для титан-сапфирового лазера с длиной волны примерно 0,8 мкм. Критерий  $\Omega \gg \omega$  показывает, что электроны быстро распространяются по всему объему кластера и тем самым в разных частях кластера устанавливаются одинаковые условия.

### 2.3. Характер поглощения лазерного излучения кластерной плазмой

В качестве быстрого процесса взаимодействия электромагнитного поля лазерного излучения с кластером были выделены процессы ионизации атомов и атомных ионов в кластере в результате надбарьерного перехода электрона. При этом, анализируя ионизацию атомных ионов кластера и кластера как целого, мы неявно использовали, что электромагнитная волна проникает внутрь кластера. Рассмотрим этот процесс с позиций классической плазмы. Волна не может проникнуть внутрь плазмы, если частота плазменных колебаний превышает частоту электромагнитной волны. Если считать плазму однородной, то возможность проникновения электромагнитной волны внутрь плазмы определяется сравнением частоты электромагнитной волны  $\omega$  с частотой плазменных колебаний  $\omega_p$ . В таблице 5 приведены частоты плазменных колебаний  $\omega_p$  и значения граничных длин волн  $\lambda_b$ . Более длинные волны не проникают внутрь однородной плазмы данной плотности.

**Таблица 5.** Частота плазменных колебаний и граничная длина волны для проходящего через плазму электромагнитного сигнала при заданной плотности электронов  $N_e$  в однородной плазме

$N_e, \text{см}^{-3}$	10 <sup>20</sup>	10 <sup>21</sup>	10 <sup>22</sup>	10 <sup>23</sup>
$\omega_p, \text{с}^{-1}$	$5,6 \times 10^{14}$	$1,8 \times 10^{15}$	$5,6 \times 10^{15}$	$1,8 \times 10^{16}$
$\lambda_b, \text{мкм}$	3,4	1,1	0,34	0,11

Отметим, что мы имеем дело с кластерной плазмой высокой плотности. Например, в случае ксенона (радиус Вигнера–Зейтца  $r_W = 2,37 \text{ \AA}$ ) плотность ионов равна  $N_i = 1,7 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , и так как ионы многозарядные, то плотность электронов соответственно выше этого значения. При такой плотности плазмы слабый электромагнитный сигнал проникает в нее на расстояние порядка радиуса Дебая–Хюккеля, который достаточно мал. Например, радиус Дебая–Хюккеля для плазмы с плотностью электронов  $N_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и температурой электронов  $T_e = 100 \text{ эВ}$  составляет 0,5 нм. Численное значение критерия  $N_e r_D^3 = 2$ ; это означает, что подход не совсем верен и можно взять вырожденный электронный газ с нулевой температурой. Однако это относится только к слабой электромагнитной волне.

Сильная электромагнитная волна действует по-другому. Во-первых, экранировка слабой волны происходит за счет слабого смещения граничных электронов, которые тем самым создают поле, компенсирующее поле волны. Эти электроны не могут создать сильное поле, которое требует участия в экранировке большого числа электронов, т.е. сильная электромагнитная волна проникает в плазму гораздо глубже. Во-вторых, в электромагнитном поле электроны совершают колебания, амплитуда которых в соответствии с формулой (2.7) может стать достаточно большой для поля сильной волны; эту амплитуду можно рассматривать как глубину проникновения электромагнитной волны в плазму. Соответственно радиус кластера, в который может проникнуть сильная электромагнитная волна, сравним с амплитудой колебаний свободного электрона в поле волны, определяемой формулой (2.7):

$$R \sim a. \quad (2.23)$$

Данная оценка дает характерный размер кластера, внутрь которого может проникнуть сильная электромагнитная волна, вытягивая из него электроны. В таблице 6 даны значения амплитуды колебаний для свободного электрона в поле излучения титан-сапфирового лазера с длиной волны 0,8 мкм. В таблице даются также размеры кластеров, радиус которых соответствует амплитуде колебаний свободного электрона.

**Таблица 6.** Амплитуда колебаний (согласно (2.7)) свободного электрона в поле лазерной волны и число атомов в кластере

I, Вт см <sup>-2</sup>	10 <sup>16</sup>	10 <sup>17</sup>	10 <sup>18</sup>	10 <sup>19</sup>
a, нм	8,7	28	87	280
n	$1 \times 10^5$	$4 \times 10^6$	$1 \times 10^8$	$4 \times 10^9$

Как следует из данных табл. 6, лазерный импульс заданной интенсивности проникает в кластеры рассматриваемых размеров. Однако это проникновение происходит в специфической форме, так что электромагнитная

волна смешивается с плазменными колебаниями. Тем не менее рассмотренные ранее простые модели качественно правильно описывают характер процессов ионизации атомов и атомных ионов кластера, а также кластера как целого.

Таким образом, сильная электромагнитная волна вызывает частичное просветление плазмы, и она возбуждается под действием гибридных волн, являющихся смесью электромагнитной волны и коллективных осциллирующей кластерной плазмы. Проанализируем также роль столкновительных процессов с участием электронов и ионов кластерной плазмы. Диффузионное сечение столкновения электрона с ионом, определяемое их кулоновским взаимодействием, расходится при малых углах рассеяния. В соответствии с характером рассеяния в кластерной плазме его следует обрезать при прицельных параметрах столкновения порядка радиуса Вигнера–Зейтца  $r_W$  [19], что соответствует минимальному углу рассеяния

$$\sin\left(\frac{\theta_{\min}}{2}\right) = \left(1 + \frac{4\varepsilon^2 r_W^2}{Z^2 e^4}\right)^{-1/2},$$

где  $Z$  — заряд иона,  $\varepsilon$  — кинетическая энергия электрона. Тогда для диффузионного сечения рассеяния электрона на ионе  $\sigma^*$  в кластерной плазме получим

$$\sigma^* = \int (1 - \cos \theta) d\sigma = \frac{\pi Z^2 e^4}{\varepsilon^2} \ln\left(\frac{2\varepsilon r_W}{Z}\right). \quad (2.24)$$

Эта формула справедлива при больших значениях параметра

$$x = \frac{2\varepsilon r_W}{Z} \gg 1, \quad (2.25)$$

который позволяет представить диффузионное сечение электрон-ионного рассеяния в виде

$$\sigma^* = \frac{4\pi r_W^2}{x^2} \ln x. \quad (2.26)$$

Отсюда имеем для длины свободного пробега  $\lambda$  электрона в кластерной плазме

$$\lambda = \frac{1}{\sigma^* N_i} = \frac{x^2}{3 \ln x} r_W, \quad (2.27)$$

где  $N_i = 3/(4\pi r_W^3)$  — плотность ионов в кластере. Таблица 7 содержит отношения длины свободного пробега электронов при их рассеянии на ионах к радиусу ксенонового кластера ( $\lambda/R$ ) для разных размеров кластера и интенсивностей лазерного импульса. Данные этой таблицы показывают, что столкновения играют малую роль в установлении равновесия для электронов

**Таблица 7.** Отношение длины свободного пробега электрона в ксеноновой кластерной плазме к радиусу кластера

$I, \text{Вт см}^{-2}$ \ $n$	$10^4$	$10^5$	$10^6$
$10^{16}$	50	95	180
$10^{17}$	90	220	420
$10^{18}$	—	650	1800

кластерной плазмы, находящихся в самосогласованном поле кластера и электромагнитном поле лазерного излучения [20].

Мы выбрали в качестве быстрого процесса взаимодействия сильной электромагнитной волны с кластером ионизацию атомов и ионов кластера в результате надбарьерного перехода валентных электронов в состояние непрерывного спектра. Это происходит в момент времени, когда напряженность электрического поля волны достигает максимума, и при последующем уменьшении напряженности атомная частица оказывается в ионизованном состоянии; тем самым энергия поля тратится на ионизацию атомов и атомных ионов кластера. При этом в соответствии с характером поведения электрона мы считаем, что переход происходит мгновенно, т.е. за атомные времена, которые малы по сравнению с временами колебаний электромагнитной волны. В результате этого процесса энергия электромагнитной волны тратится на ионизацию атомных ионов.

Однако если рассмотреть поглощение электромагнитной волны с других позиций, мы приходим к противоречию. Действительно, для переработки энергии лазерного излучения в энергию образуемой плазмы требуется определенное время, которое превышает период электромагнитных колебаний. Поэтому поглощение электромагнитной волны происходит более или менее равномерно в течение всего времени облучения кластера. Чтобы согласовать это с ранее рассмотренной схемой ионизации кластерных атомов и ионов, следует предположить, что волна не проникает внутрь кластера и взаимодействует с малой частью атомов и атомных ионов кластера. Образованные электроны движутся внутрь кластера и устанавливают равновесие между разными частями кластера. Тем самым равновесие в кластерной плазме устанавливается в результате совокупности элементарных и коллективных процессов. Перемещаясь из области действия электромагнитной волны в область, недоступную для нее, электроны преобразуют потенциал, полученный от электромагнитной волны, в кинетическую энергию. Поскольку переходная область, ответственная за передачу энергии, формируется в результате коллективных процессов в плазме, поглощенная энергия частично переходит в коллективные степени свободы и далее возвращается отдельным электронам.

Таким образом, основу поглощения кластером сильной электромагнитной волны составляет ионизация атомов и атомных ионов кластера в результате надбарьерных переходов валентных электронов под действием поля электромагнитной волны. Распространение образуемых электронов внутрь кластера и их взаимодействие с коллективными степенями свободы кластерной плазмы в поле электромагнитной волны приводят к перекачке энергии электромагнитной волны в энергию образуемой плазмы.

Определим также скорость установления равновесного распределения электронов по энергии в кластерной плазме, которое определяется электрон-электронными столкновениями. Формула Резерфорда для дифференциального сечения рассеяния двух электронов в системе центра инерции имеет вид [21]

$$d\sigma = \frac{\pi e^4}{\varepsilon(\Delta\varepsilon)^2} d\Delta\varepsilon, \quad (2.28)$$

где  $\varepsilon = m_e v^2/2$  — энергия электронов в системе центра инерции,  $v$  — относительная скорость электронов,  $\Delta\varepsilon$  — изменение энергии электронов в системе центра инерции. Отсюда следует уравнение баланса для энергии электрона

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = N_e v \int \Delta\varepsilon d\sigma = N_e v \frac{\pi e^4}{\varepsilon} \int \frac{d\Delta\varepsilon}{\Delta\varepsilon} = N_e \frac{\pi e^4}{m_e v} \ln A. \quad (2.29)$$

Здесь  $N_e$  — плотность электронов,  $\ln A$  — кулоновский логарифм. На основе уравнения (2.29) можно оценить характерное время установления максвелловского распределения электронов в кластерной плазме, значения которого даны в табл. 8 для разных размеров кластера и интенсивностей лазерного излучения [22]. Как показывают данные этой таблицы, время установления максвелловского распределения электронов значительно больше длительности лазерного импульса и характерного времени расширения кластерной плазмы. Тем самым мы имеем дело с неравновесной кластерной плазмой, параметры которой определяются условиями ее образования. Рассматриваемый характер взаимодействия кластерного пучка с мощным и коротким лазерным импульсом позволяет вложить в электронную подсистему высокую удельную энергию, достигающую  $\sim 1$  кэВ на электрон. Таким образом, процесс поглощения кластерным пучком энергии лазерного импульса ведет к образованию специфической горячей плазмы.

**Таблица 8.** Характерные времена (выраженные в пикосекундах) установления максвелловского распределения электронов по энергиям в кластерной плазме, образуемой под действием лазерного импульса

$I, \text{Вт см}^{-2}$ \ $n$	$10^4$	$10^5$	$10^6$
$10^{16}$	9,5	30	95
$10^{17}$	26,4	84	264
$10^{18}$	—	470	1500

#### 2.4. Механизмы взаимодействия сильной электромагнитной волны с кластерной плазмой

При исследовании взаимодействия кластера с сильной электромагнитной волной, частота которой значительно ниже атомной частоты, а напряженность электрического поля может превышать соответствующую атомную величину, мы взяли за основу (как наиболее быстрый процесс) надбарьерную ионизацию атомов и ионов кластера в электрическом поле волны. Этот механизм позволил сформулировать характер взаимодействия кластеров с полем лазерной волны и проанализировать эволюцию кластера в процессе этого взаимодействия. Однако следует отметить, что такой подход относится только к одной стороне проблемы, хотя и принципиальной. Кроме того, возможности этого подхода ограничены. Во-первых, рассматривая взаимодействия кластерного атома с полем электромагнитной волны, мы неявно полагаем, что волна свободно проникает внутрь кластера, а это требует отдельного анализа. Во-вторых, ясно, что процесс ионизации кластерных атомов и ионов происходит с поглощением энергии, и по мере распространения волны она будет затухать, что не

учитывается в рамках рассмотренного подхода. Однако при учете указанных обстоятельств рассмотренный выше подход теряет свою ясность и простоту, а также ведет к появлению разных режимов взаимодействия, что не только усложняет описание процесса взаимодействия, но и приводит к разрыву данной модели с реальной картиной. Поэтому мы намеренно пошли на качественное описание одного из принципиальных аспектов взаимодействия сильной электромагнитной волны ограниченной длительности с атомной системой, выделив наиболее быстрый процесс взаимодействия.

Наряду с указанными обстоятельствами, ведущими к качественному описанию представленного в разделе 2.3 характера взаимодействия сильной электромагнитной волны с кластером, имеются дополнительные механизмы, возникающие по мере образования свободных электронов, которые взаимодействуют с электромагнитным полем, оставаясь внутри кластера. Они были рассмотрены при конкретных условиях, и далее мы приведем полученные при этом выводы.

Кластерная плазма, образующаяся при ионизации атомов кластеров под действием падающей сильной электромагнитной волны, является средой со специфическими оптическими свойствами, что отражается на характере распространения в ней электромагнитной волны. Например в работе [23] демонстрировалась самофокусировка фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью около  $3 \times 10^{17}$  Вт см $^{-2}$  в пучке кластеров из аргона. Это вызывает сильное поглощение лазерной волны (до 50 %).

Компьютерное моделирование процесса взаимодействия кластера с сильной электромагнитной волной затруднено, поскольку данный процесс относится к квантовой системе. Тем не менее рассмотрение кластерных электронов как классических частиц дает некоторое представление об этом процессе. В частности, в работе [24] методом классической молекулярной динамики исследовалось поведение электронов и атомарных ионов в кластерах ксенона, содержащих от 100 до 1000 атомов и возбуждаемых сильным лазерным импульсом. Показано, что эволюция электронов в этом случае хорошо описывается приближением гармонического осциллятора с затуханием. Нелинейное резонансное поглощение является основным механизмом передачи энергии лазерного излучения электронам на заднем фронте лазерного фемтосекундного импульса.

Взаимодействие слабого электромагнитного сигнала с металлической частицей может быть представлено как резонансное взаимодействие электромагнитной волны с поверхностными плазменными колебаниями капли. Этот механизм взят в работе [25] за основу при расчете нагрева аргоновых кластеров полем фемтосекундного лазерного импульса в интервале интенсивностей от  $10^{15}$  до  $10^{16}$  Вт см $^{-2}$ . Показано, что при этих условиях в результате нелинейного резонансного поглощения электрон приобретает кинетическую энергию порядка нескольких килоэлектронвольт на заднем фронте лазерного импульса, когда кластер начинает расширяться. Роль этого механизма поглощения подтверждена в эксперименте [26], где два лазерных импульса с небольшой временной задержкой использовались в кластерах серебра, внедренных в гелиевые наноклапты. При этом второй сигнал использовался для контроля степени ионизации атомов. Этот же вывод о роли резонансного



поглощения лазерного импульса в процессе расширения кластера продемонстрирован в эксперименте [27], где пучок аргоновых кластеров больших размеров облучался сверхсильными лазерными фемтосекундными импульсами. На переднем фронте лазерного импульса имело место сильное экранирование лазерного поля кластером вследствие высокой диэлектрической проницаемости. Основной нагрев электронов происходил при расширении кластера в моменты времени, когда плотность электронов соответствовала резонансу между частотой лазерной волны и частотой поверхностных плазменных колебаний кластера.

Резонансное поглощение лазерного импульса было усилено в эксперименте [28] нанесением на поверхность облучаемой мишени диэлектрических кластеров, размер которых немногим превышал длину волны лазерного сигнала. Взаимодействие с этими кластерами увеличивает резонансное лазерное поле на поверхности мишени и вызывает заметный стохастический нагрев электронов, что ведет к значительному росту выхода рентгеновского излучения.

Рассматриваемое резонансное взаимодействие характерно для металлических кластеров. В частности, в работе [29] расчеты проводились для кластеров натрия с классическим моделированием как валентных электронов, так и электронов внутренних оболочек атома, взаимодействующих по закону Кулона. Найдено, что порог по лазерной интенсивности для ионизации электронов внутренних оболочек составляет  $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>. Распределение ионов по кинетическим энергиям указывает на механизм кулоновского взрыва кластера в лазерном поле. При указанной интенсивности лазерного сигнала средний заряд образующихся атомных ионов равен двум.

В работе [30] обсуждаются бесстолкновительные механизмы поглощения лазерного излучения электронами кластеров, подобные рассмотренным в разделе 2.3, когда частота поверхностных плазменных колебаний электронов совпадает с частотой лазерного излучения. Показано, что линейный резонанс, как правило, не реализуется. При увеличении интенсивности лазерного импульса колебания электронного облака становятся нелинейными, и помимо вышеуказанного возникают различные нелинейные резонансы. Период колебаний электронного облака увеличивается по мере увеличения амплитуды колебаний из-за нелинейности взаимодействия. Это приводит к резонансному поглощению, когда частота колебаний становится равной частоте лазерного излучения [31].

Роль нелинейного характера поглощения лазерного импульса кластерами, состоящими из атомов, исследовалась в работах [32–34] при резонансном характере поглощения, когда резонанс между плазменной частотой кластера и утроенной частотой излучения титансапфирового лазера возникает и исчезает в процессе расширения кластера диаметром порядка 10 нм при интенсивности фемтосекундного лазерного импульса порядка  $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>. В момент резонанса происходит усиленная ионизация атомов, приводящая к образованию многозарядных ионов внутри кластера. При этом нелинейные колебания электронного облака вызывают также генерацию второй гармоники лазерного импульса, т.е. расширяющийся кластер может быть удобной средой для генерации гармоник.

Кластерный пучок может быть рассмотрен как среда с переменной во времени эффективной диэлектрической проницаемостью, которая определяет прохождение и поглощение лазерного импульса. Такой подход использовался в работе [35] с учетом расширения кластеров в процессе поглощения лазерной энергии. Это может привести к самофокусировке лазерного импульса в кластерной среде при типичных параметрах лабораторных экспериментов. В рамках данного подхода в работе [36] рассчитывалась комплексная поляризуемость кластеров, состоящих из атомов инертных газов, как функция времени в течение фемтосекундного лазерного импульса. Показано, что взаимодействие лазерной волны с кластером ведет к резкому изменению поляризуемости кластерной среды в течение лазерного импульса, когда электронная плотность расширяющегося кластера уменьшается от сверхкритической до докритической. Как видно, поляризационное описание кластерной среды может быть полезно, когда резонансное взаимодействие возникает или исчезает при определенных условиях.

Поле сильной электромагнитной волны существенно изменяет параметры кластерной плазмы. Это следует и из расчетов [37] на основании метода классических релятивистских электронов и ионов в ячейках, выполненных для случая взаимодействия небольших ксеноновых кластеров с интенсивным излучением KrF лазера (длина волны 248 нм, интенсивность  $10^{21}$  Вт см<sup>-2</sup>). При интенсивности более  $10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup> все электроны удалялись из кластера лазерным полем. Электроны ускоряются в направлении распространения лазерного импульса до энергий в несколько мегаэлектронвольт. Магнитное поле лазерного излучения сильно искажает траектории движения электронов, вызывая сильные отклонения электронного облака от сферической формы, имеющей место в слабых лазерных полях.

Статические дипольные поляризуемости диэлектрических нанокластеров рассчитывались в работе [38], исходя из поляризуемостей атомов, составляющих данный кластер. Показано, что приближение аддитивности атомных поляризуемостей во многих случаях оказывается ошибочным. Сделан вывод о важности учета поверхностных эффектов, создаваемых неоднородным локальным электрическим полем вблизи поверхности.

Микроскопический анализ взрыва больших кластеров в интенсивном лазерном поле на основе трехмерного метода частиц в ячейках был представлен в работе группы Брабеца [39]. Показано, что нагрев электронов определяется величиной градиента электрического поля в кластере. Это поле создается вследствие внешней ионизации, в результате которой кластер приобретает большой положительный заряд, распределенный по его объему. Максимальное значение градиента электрического поля находится вблизи поверхности кластера. Роль амбиполярного радиального электрического поля, возникающего внутри кластера при его взаимодействии с ультракоротким лазерным импульсом, исследовалась в расчете [40] методом частиц в ячейках. Эти поля влияют на динамику расширения кластера.

Исследуя профили лаймановских спектральных линий водородоподобного атомарного иона O<sup>7+</sup> при облучении кластеров из молекул N<sub>2</sub>O фемтосекундными лазерными импульсами с интенсивностью  $4 \times 10^{17}$  Вт см<sup>-2</sup>, авторы работы [41] обнаружили наличие сильных осциллирующих электрических полей, гене-

рируемых в кластерной плазме. Напряженность этих полей оказалась порядка  $10^9$  В см<sup>-1</sup>, а их частота — порядка  $10^{15}$  с<sup>-1</sup>. Первопричиной возникновения таких полей являются квазистатические магнитные поля, возникающие из-за неустойчивости Вайбеля.

Роль пространственного профиля лазерного импульса при его взаимодействии с пучком кластеров, а также роль эффекта насыщения при ионизации кластеров обсуждается в работе [42]. Отмечается, что это имеет место в реальных случаях взаимодействия лазерного импульса с пучком кластеров, тогда как в конкретных расчетах рассматривается взаимодействие с единичным кластером.

Расчеты внутренней и внешней ионизации ксеноновых кластеров с числом атомов от 108 до 524, облучаемых тремя интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами, представлены в работах [43, 44]. Показано, как оптимизировать ионизацию кластера и коллективные колебания электронного облака для понимания эволюции механизма внутренней и внешней ионизации от малых молекул к большим кластерам.

В работах [45, 46] рассмотрено, как дебаевское экранирование электронами в кластере уменьшает потенциалы ионизации многозарядных ионов атомов инертных газов по сравнению с их значениями для изолированных атомов. Оно оказывается значительным для небольших электронных температур. Эти расчеты существенно улучшены в работе [47], где вместо дебаевского потенциала, соответствующего идеальной плазме, используются другие потенциалы, справедливые в плотной неидеальной кластерной плазме. Кроме того, в работе [47] обращается внимание на тот факт, что при равенстве частоты лазера и частоты Ми поверхностных колебаний электронного облака образование многозарядных ионов отнюдь не является наиболее эффективным. Это объясняется тем, что из-за сильного нагрева электронов в указанной области резко усиливается расширение кластера, и условие резонанса нарушается.

Методом классической молекулярной динамики в работе [48] рассматривались процессы внутренней и внешней ионизации кластеров ксенона с числом атомов до  $2 \times 10^3$  для лазерных импульсов с интенсивностью  $10^{15} - 10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup> и длительностью от 10 до 100 фс. В расчетах учитывалась как классическая надбарьерная ионизация, так и ударная ионизация. Ударная ионизация является доминирующим ионизационным каналом для больших кластеров, низких интенсивностей (до  $10^{15}$  Вт см<sup>-2</sup>) и относительно длинных импульсов (100 фс). При этом образуются ионы ксенона с зарядом  $Z = 11$  в центре кластера. Наоборот, надбарьерная полевая ионизация доминирует на поверхности кластера. В результате при малых интенсивностях образуются два радиальных зарядовых распределения атомарных ионов ксенона внутри кластера. При высоких интенсивностях лазерного импульса ( $10^{17} - 10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup>) ударная ионизация становится несущественной. Ионизация квазистатическим электрическим полем кластера, возникающим при ионизации кластера как целого, наблюдалась только для очень коротких импульсов.

Электромагнитный сигнал не проникает внутрь большого кластера и, как и в случае твердого тела, взаимодействует с веществом в поверхностном слое. Исследования [49–51] показывают, что взаимодействие с сильной электромагнитной волной вызывает в этом случае

так называемый вакуумный нагрев, при котором электрон вылетает из вещества с малой кинетической энергией в докритическую область плазмы и, приобретая там энергию, равную пондеромоторной, возвращается далее обратно в вещество, обладая большой энергией (при интенсивности излучения порядка  $10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup> эта энергия достигает десятков мегаэлектронвольт), и проходит большой слой вещества без столкновений. В этом случае в рамках модели гармонического осциллятора для потенциала, действующего на электроны в кластере, которая может быть использована при существенной внешней ионизации кластера, показано [51], что при определенных условиях кластеры могут стать полностью прозрачными для лазерного излучения. Это ведет [49] к более высоким значениям пороговых интенсивностей для многократной внутренней ионизации кластеров по сравнению с ранее рассмотренной надбарьерной ионизацией Бете.

Аккуратный учет полевой и ударной ионизации кластера, состоящего из 54 атомов ксенона, а также рекомбинации в рамках микроскопического подхода проведен Бауэром [52] для описания взаимодействия небольших кластеров из атомов инертных газов с короткими лазерными импульсами с длиной волны 100 и 800 нм. Доля энергии, затраченной на ионизацию и поглощение сравнивается с таковой для длинных лазерных импульсов. Показано, что ударная ионизация несущественна во всех случаях. Доминирующим механизмом ионизации оказывается ионизация квазистатическим радиальным электрическим полем, обусловленным внешней ионизацией кластера. Для длины волны 100 нм доминирует нагрев электронов через вынужденное обратное тормозное поглощение, в то время как для длины волны 800 нм электроны приобретают энергию через вакуумный механизм нагрева (механизм Брюнеля).

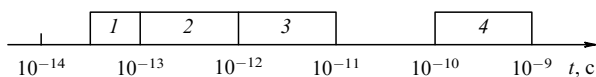
Все рассмотренные выше исследования относятся к взаимодействию кластеров с электромагнитной волной малой частоты по сравнению с атомной, поскольку все экспериментальные исследования используют длину лазерной волны, близкую к 0,8 нм. Однако ввод в строй лазеров на свободных электронах расширяет параметры взаимодействия и требует исследования характера взаимодействия кластеров с лазерным полем при других условиях. Как показано в работе [53], где методом молекулярной динамики проанализировано взаимодействие атомарных кластеров с лазерным излучением 800 и 100 нм, изменение длины электромагнитной волны меняет относительную роль коллективных и столкновительных процессов в плотной кластерной плазме. В работе [54] предложен новый механизм взаимодействия излучения лазера на свободных электронах с кластерами из атомов инертных газов. Он заключается в многочастичных столкновениях в плотной кластерной плазме, приводящих к усиленной рекомбинации свободных электронов в возбужденные состояния атомных ионов и последующей повторной ионизации этих ионов. Этот механизм более эффективен, чем вынужденное обратное тормозное поглощение.

Рассмотренные выше исследования поглощения интенсивного лазерного импульса кластерным пучком не дают единого простого описания этого процесса. Они скорее приводят к пестрой картине, которая свидетельствует о многообразии механизмов и процессов, выходящих на первый план при определенных условиях. При

всем многообразии механизмов взаимодействия, которые меняются не только в зависимости от параметров взаимодействия, но и во времени, по мере образования и развития кластерной плазмы, следует отметить, что эволюция кластерной плазмы начинается с надбарьерной ионизации атомов и ионов кластера в поле сильной электромагнитной волны как наиболее быстрого процесса образования свободных электронов. Это создает условия для последующего развития кластерной плазмы, которое может происходить по разным каналам.

### 2.5. Эволюция кластера после возбуждения

До сих пор наш анализ ограничивался процессами, протекающими в момент возбуждения, однако с точки зрения практических приложений [10, 11], эволюция кластерного пучка после окончания лазерного импульса не заканчивается. Напомним последовательность процессов, реализующихся в кластерной плазме, и соответствующую им иерархию времен [55–58]. На первом этапе облучения атомы и ионы ионизируются, часть электронов покидает кластеры и равномерно распределяется по всему пространству, кластеры приобретают положительный заряд; остальные электроны захватываются самосогласованным потенциалом кластеров. Под действием положительного заряда и гидродинамического давления захваченных электронов происходит распад кластеров, и в результате расширения исчезают все пространственные градиенты плотности, а плазма становится пространственно однородной. Одновременно с распадом кластеров кинетическая энергия электронов переходит в рентгеновское излучение и кинетическую энергию ионов. Длительность второго этапа варьируется в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен пикосекунд. При этом следует отметить, что характерная конечная энергия ионов превосходит энергию электронов. Рисунок 3 дает характерные времена для отдельных стадий развития плазмы, образуемой при облучении кластерного пучка мощным и коротким лазерным импульсом.



**Рис. 3.** Характерные времена процессов при возбуждении кластерного пучка сверхмощным ультракоротким лазерным импульсом: 1 — длительность лазерного импульса; 2 — время жизни кластеров; 3 — время образования однородной плазмы после распада кластеров; 4 — время распада однородной плазмы.

Типичное время облучения кластерного пучка лазерным импульсом составляет 30–100 фс, что меньше времени расширения кластера. Отметим, что при обратном соотношении между этими временами эффективность возбуждения горячей плазмы с многозарядными ионами лазерным импульсом падает, поскольку рассматриваемый характер возбуждения имеет место в плотной среде. Поэтому далее мы будем рассматривать расширение горячей кластерной плазмы, на которую уже не действует лазерный импульс. Имеются два механизма расширения такой плазмы: под действием электронного давления, а также самосогласованного поля кластера. Оба механизма определяются характером взаимодействия в рассматриваемой плазме.

Действительно, данная плазма удерживается самосогласованным полем кластера, так что электроны заперты внутри нее; однако эта плазма неустойчива относительно движения ионов. Поэтому время жизни такой плазмы определяется характерными ионными (а не электронными) временами. При этом электроны, отражаясь от стенок самосогласованного поля и возвращаясь внутрь кластера, создают действующую на ионы силу. Эта сила определяет электронное давление на кластерную плазму. Другая сила определяется непосредственным действием на ионы нескомпенсированного заряда плазмы. Сравнение эффективности этих механизмов [20] показывает, что при типичных параметрах кластерной плазмы второй механизм оказывается более эффективным. Взяв этот механизм расширения плазмы за основу, оценим характерное время расширения кластера. Имеем следующее уравнение движения пробного иона в радиальном направлении, если первоначально он находился на расстоянии  $r$  от центра кластера:

$$M \frac{dv}{dt} = ZeF, \quad (2.30)$$

где  $M$  — масса иона,  $Z$  — его заряд,  $v$  — скорость иона,  $F$  — напряженность электрического поля кластера на расстоянии  $r$  от его центра, где находится пробный ион. Напряженность поля на данном расстоянии от центра кластера связана с зарядом кластера  $Q(r)$ , сосредоточенным внутри сферы радиуса  $r$ , согласно теореме Гаусса

$$F = \frac{Q(r)}{4\pi r^2}, \quad (2.31)$$

причем мы предполагаем сферически симметричное распределение заряда внутри кластера. Это приводит уравнение (2.30) к виду

$$M \frac{d^2r}{dt^2} = \frac{ZeQ(r)}{4\pi r^2}, \quad (2.32)$$

что соответствует характерному времени изменения расстояния пробного иона от центра кластера

$$\tau_{\text{exp}} \sim \sqrt{\frac{Mr^3}{Q(r)Ze}}. \quad (2.33)$$

Таким образом, если в соответствии с данным механизмом расширения кластерной плазмы разделить кластер на отдельные сферические слои, то получим, что в процессе расширения кластера эти слои не перекрываются, а сохраняют свою последовательность, так что каждый слой также расширяется по мере увеличения его радиуса. Если при этом предположить, что плотность заряда внутри кластера постоянна ( $q = 3Q(r)/(4\pi r^3) = \text{const}$ ), то это время для разных слоев одинаково, т.е. они расширяются подобным образом. В этом случае уравнение движения пробного иона (2.30) принимает вид

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{r}{\tau_0^2}, \quad \tau_0 = \sqrt{\frac{3M}{Ze q}}. \quad (2.34)$$

Решение этого уравнения дает

$$r(t) = r(0) \exp\left(\frac{t}{\tau_0}\right). \quad (2.35)$$

Отсюда для скорости иона находим

$$v(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{r}{\tau_0}. \quad (2.36)$$

Отметим, что ионы расширяются в пространство, занятое электронами, так что полные заряды электронов и ионов в образуемой плазме равны. Соответственно максимальное расстояние в формуле (2.36) отвечает радиусу Вигнера–Зейтца  $r_{\max}$  для кластеров. Отсюда для максимальной скорости ионов  $v_{\max}$  в расширяющейся плазме находим

$$v_{\max} = \frac{r_{\max}}{\tau_0} = \frac{3^{1/3}}{(4\pi N_{cl})^{1/3} \tau_0}, \quad (2.37)$$

где  $N_{cl}$  — плотность кластеров. Эта скорость ионов определяет интенсивность ионных процессов в образуемой плазме; в частности, она определяет интенсивность термоядерной реакции в случае пучка дейтериевых кластеров.

## 2.6. Экспериментальные аспекты лазерного облучения кластерных пучков

Проведенные эксперименты по возбуждению кластеров сверхмощным ультракоротким лазерным импульсом показывают особенности используемой техники. Являясь промежуточным объектом между газовыми атомами и молекулами, с одной стороны, и конденсированными (твердотельными и жидкими) атомными системами, с другой — кластеры эффективно взаимодействуют с излучением, как и конденсированные системы, что обеспечивает высокий удельный вклад энергии, приходящейся на одну атомную частицу, как в случае газовых систем [59, 60]. Одним из следствий этого является испускание образовавшейся плазмой жесткого рентгеновского излучения, которое может быть использовано для диагностики этой плазмы [4, 6, 61–63]. Данный процесс поддерживается высоким коэффициентом преобразования лазерной энергии в энергию рентгеновского излучения, достигающим порядка десяти процентов [8, 9], что открывает возможность применения рассматриваемой экспериментальной техники для литографии [64]. Наряду с этим использование лазерного метода, дополненного пучком дейтериевых кластеров, для генерации нейтронов [65–68] также повышает интерес к данной экспериментальной технике и обеспечивает ее прогресс. Развитие методов генерации мощных ультракоротких лазерных импульсов вместе с возбуждением кластерных пучков состоит в модификации отдельных элементов этой техники, проводимой совместно с диагностикой образуемой плазмы.

При анализе характера взаимодействия лазерного импульса с кластерной плазмой следует выделить два предельных случая, так что в случае кластерной плазмы легких элементов имеет место полная ионизация кластера как целого. При возбуждении кластеров тяжелых элементов образуются многозарядные ионы, следовательно, внутри кластера сохраняются как электроны, связанные с соответствующим кулоновским ядром, так и электроны, захваченные самосогласованным полем кластера. В первом случае, казалось бы, должна работать простая модель, согласно которой взаимодействие лазерного поля с кластером прекращается после полной

ионизации кластера как целого, и далее разлет атомных ионов кластера происходит за счет кулоновского взаимодействия атомных ионов с зарядом кластера. Однако экспериментальное исследование водородной кластерной плазмы, полученной при облучении кластеров водорода лазерными импульсами длительностью 40 и 250 фс [69, 156], указывает на анизотропию в распределении образующихся протонов по углам вылета. Более того, увеличение длительности лазерного импульса ведет к росту характерной энергии ионов. Отсюда следует, что простая модель [69] распада кластера недостаточна для описания распределения протонов по энергиям в образующейся плазме. Тем не менее эта простая модель работает при меньших интенсивностях лазерного импульса. Это следует из измерений [70], где водородные кластеры были облучены лазерным импульсом интенсивностью  $6 \times 10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>, что привело к генерации протонов со средней энергией 8,1 кэВ.

При возбуждении пучка кластеров тяжелых элементов коротким лазерным импульсом взаимодействие образуемой плазмы с полем лазерной волны продолжается в течение всего времени облучения. Энергетический спектр и угловое распределение электронов, возникающих при возбуждении кластеров ксенона, были измерены в работе [71]. Кластеры ксенона содержали 520 000–1 500 000 атомов и облучались лазерными импульсами с максимальной интенсивностью  $10^{15}$ – $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup> в течение 100–2200 фс. Как следует из этих исследований, разлет кластеров описывается гидродинамической моделью. При этом максвелловское распределение электронов по энергиям соответствует малым кластерам, а двухтемпературное распределение электронов по энергиям относится к большим кластерам. Полный электронный ток имеет неожиданное асимметричное угловое распределение, которое принимает резонансный вид при длительностях импульса, превышающих 1 пс. Это указывает на специальный характер эволюции плазмы, образуемой в процессе разлета кластеров, и позволяет определить роль различных сил в разлетающейся плазме, которые необходимо включить в гидродинамическую модель рассматриваемой плазмы.

Другая информация следует из измерения зарядового состояния образующихся атомных ионов и их распределения по энергиям, как это было установлено для расширяющейся кластерной плазмы ксенона [72]. Лазерный импульс с интенсивностью  $2 \times 10^{17}$  Вт см<sup>-2</sup> и длительностью до 500 фс дает в этом случае среднюю энергию многозарядных ионов ксенона, равную 0,1 МэВ, и максимальную энергию 2 МэВ при положительной частотной модуляции лазерного импульса. Интересно, что при отрицательной частотной модуляции средняя энергия ионов ксенона в 1,6 раза выше.

Характеристикой кластерной плазмы, образуемой при воздействии на кластеры лазерного импульса, является рентгеновское излучение этой плазмы. Соответствующие измерения выполнены в работе [73], где криптоновые кластеры возбуждались лазерным импульсом с интенсивностью до  $1,3 \times 10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup>. Рентгеновский спектр излучения плазмы включал сильные линии  $K_{\alpha}$  и  $K_{\beta}$  для криптона с энергией фотонов 12,66 и 14,1 кэВ соответственно. Спектр содержал также широкий континуум с энергией вплоть до 45 кэВ, который свидетельствует о сильном нагреве примерно 10% электронов и подтверждает двухтемпературный характер распределе-

ния электронов по энергиям. Максимальный коэффициент превращения энергии лазерного импульса в энергию рентгеновского излучения на линии 12,66 кэВ ( $K_{\alpha}$ ) составляет  $9,2 \times 10^{-7}$  и соответствует энергии импульса в 45 нДж для этой линии.

Исследование линий неоноподобного, фтороподобного и алюминиеподобного ионов криптона при облучении кластеров криптона лазерным импульсом с интенсивностью до  $10^{19}$  Вт см $^{-2}$  и длительностью в интервале 30–500 фс (средняя энергия излучения 50–300 мДж) [74] показывает, что максимум рентгеновского излучения наблюдается через 1–2 пс после прекращения импульса. Анализ полученных результатов дает плотность электронов в кластерной плазме около  $10^{22}$  см $^{-3}$ , а их энергия составляет сотни электронвольт. Кроме того, возбужденные ионы, создающие рентгеновское излучение неоноподобных ионов криптона, образуются под действием столкновений ионов с электронами.

Особенностью кластерной плазмы является эволюция ее поляризуемости [36, 75], измеряемая как реакция плазмы на оптический сигнал. Поскольку эта плазма содержит подкритическую и надкритическую области по отношению к прохождению оптического сигнала, измерение этого параметра позволяет исследовать динамику расширяющейся кластерной плазмы [76]. На границе области прохождения оптического сигнала через кластерную плазму плазменная частота для электронов этой плазмы совпадает с частотой оптического сигнала, что также дает информацию о расширяющейся кластерной плазме и ее взаимодействии с лазерным импульсом [77]. Дополнительная информация об этом процессе следует из измерения сдвига спектральной линии лазерного сигнала в результате взаимодействия с кластерной плазмой [78].

Представленные результаты экспериментальных исследований показывают, что описанное взаимодействие сильной электромагнитной волны с кластерами не исчерпывается простыми моделями, которые используются для анализа этого взаимодействия. В эти модели закладывается взаимодействие электромагнитной волны с индивидуальными атомными частицами, тогда как проникновение электромагнитной волны внутрь кластера возбуждает также коллективные степени свободы, что приводит к возникновению значительной неоднородности плазмы. Это может вызвать эффекты, которые принципиально изменяют характер взаимодействия, поскольку такие эффекты не носят универсального характера и проявляются по-разному в зависимости от параметров кластера и электромагнитной волны.

### 3. Рентгеновское излучение кластерной плазмы при фемтосекундном возбуждении

#### 3.1. Механизмы излучения лазерной кластерной плазмы

Взаимодействие кластерного пучка с фемтосекундным мощным лазерным импульсом используется для создания эффективного и компактного источника рентгеновского излучения [2–5, 8, 79–89]. В результате поглощения лазерного излучения образуется неоднородная горячая плазма, состоящая из многозарядных ионов и захваченных ими электронов [10, 11, 55, 56]. Последую-

щее развитие этой плазмы после прекращения лазерного импульса создает возбужденные многозарядные ионы и другие возбуждения в плазме, которые далее ведут к испусканию коротковолновых фотонов. Отметим, что возможность испускать коротковолновое излучение является свойством любой горячей плазмы, и особенностью рассматриваемой плазмы является быстрое протекание процессов, так что длительность первых стадий эволюции этой плазмы короче времени испускания фотонов. Это создает определенную специфику излучательных процессов, и возбуждение создается на первых стадиях эволюции плазмы, тогда как сами фотоны формируются на последующих стадиях ее развития. Тем не менее рассматриваемая плазма обеспечивает высокую эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию рентгеновского излучения в области 13,2 нм, которая составляет  $\sim 1\%$ .

Рассмотрим механизмы генерации рентгеновского излучения лазерной кластерной плазмы [20], включающие процессы фоторекомбинации, диэлектронной рекомбинации и возбуждения многозарядного иона электронным ударом. Мы не включили в этот список ряд процессов, ответственных за излучение стационарной плазмы, в силу малого времени развития и жизни данной плазмы. Процесс фоторекомбинации протекает по схеме

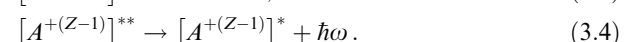


Этот процесс может быть эффективен до распада кластера, когда плотность электронов и ионов велика. Сечение фоторекомбинации электрона и иона относительно мало, поскольку оно пропорционально малому параметру  $(e^2/\hbar c)^3$  [90–92], и при малых скоростях электрона  $v$  сечение пропорционально  $v^{-2}$ . Отсюда следует, что этот процесс в плотной кластерной плазме происходит в основном вблизи точек поворота для электрона, захваченного самосогласованным полем кластерной плазмы, когда он отражается от стенок этого поля. Анализ [20] показывает, что вероятность фоторекомбинации для пробного электрона в течение жизни рассматриваемой кластерной плазмы порядка  $10^{-5}$ .

Другой механизм рентгеновского излучения кластерной плазмы связан с захватом электрона на автоионизационный уровень многозарядного иона. Этот захват носит резонансный характер, так что энергия возбуждения автоионизационного состояния близка к энергии захватываемого электрона, и отвечает схеме



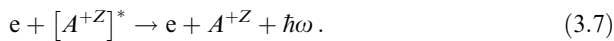
Далее распад автоионизационного состояния протекает по следующим каналам:



Здесь  $Z$  — заряд иона,  $[A^{+(Z-1)}]^{**}$  — автоионизационное состояние многозарядного иона. Анализ роли диэлектронной рекомбинации в распаде рассматриваемой плазмы показывает чувствительность вклада этого процесса к структуре многозарядных ионов и параметрам плазмы. Если характерная энергия плазменных электронов соответствует энергии возбуждения автоионизаци-

ционных состояний многозарядных ионов, то вероятность диэлектронной рекомбинации для пробного электрона за время жизни плазмы может быть порядка единицы [20], в частности, в случае диэлектронной рекомбинации с участием неоноподобных ионов [93].

Еще один механизм излучения лазерной кластерной плазмы связан с возбуждением многозарядных ионов электронным ударом и протекает по схеме



Сечение неупругого столкновения электрона с многозарядными ионами значительно меньше сечения упругого столкновения [91, 92, 94], так что в лазерной кластерной плазме не достигается равновесие между возбужденными и невозбужденными состояниями многозарядных ионов. Далее, тушение возбужденных состояний происходит долго по сравнению с характерными временами эволюции плазмы, т.е. тушение возбужденных состояний электронным ударом несущественно. Кроме того, характерное время излучения возбужденных многозарядных ионов значительно больше времени расширения кластера. Поэтому возбужденные состояния многозарядных ионов создаются до разлета кластеров, тогда как их высвечивание происходит на следующих стадиях эволюции плазмы. В дополнение к этому отметим, что эффективность возбуждения многозарядных ионов электронным ударом, как и в случае диэлектронной рекомбинации, чувствительна к структуре многозарядных ионов.

Таким образом, анализ механизмов излучения лазерной кластерной плазмы показывает [20, 22], что излучение происходит на стадии однородной плазмы после разлета кластеров и определяется диэлектронной рекомбинацией и возбуждением многозарядных ионов электронным ударом. Эффективность генерации рентгеновских фотонов в рассматриваемой плазме может достигать единиц процентов.

### 3.2. Спектр излучения кластерной плазмы и другие ее особенности

Спектр излучения лазерной кластерной плазмы определяется механизмами создания возбужденных многозарядных ионов. Этот спектр следует из конкретных расчетов кинетики лазерной кластерной плазмы при определенных условиях [95, 96]. Далее мы рассмотрим общие закономерности спектральных свойств плазмы с помощью простых моделей [22, 95, 96].

Отметим, что спектр излучения долгоживущей горячей и плотной плазмы соответствует спектру излучения абсолютно черного тела с температурой, равной температуре плазмы, и формируется в результате электрон-ионных столкновений. Спектр излучения рассматриваемой короткоживущей плазмы связан с быстрыми процессами испускания фотонов. Непосредственно два основных процесса приводят к генерации рентгеновского излучения: диэлектронная рекомбинация и спонтанный распад возбужденных состояний. В обоих случаях частота излученного фотона определяется разностью энергий конечного и возбужденного состояний для спонтанного перехода или конечного и автоионизационного уровней для диэлектронной рекомбинации, т.е.

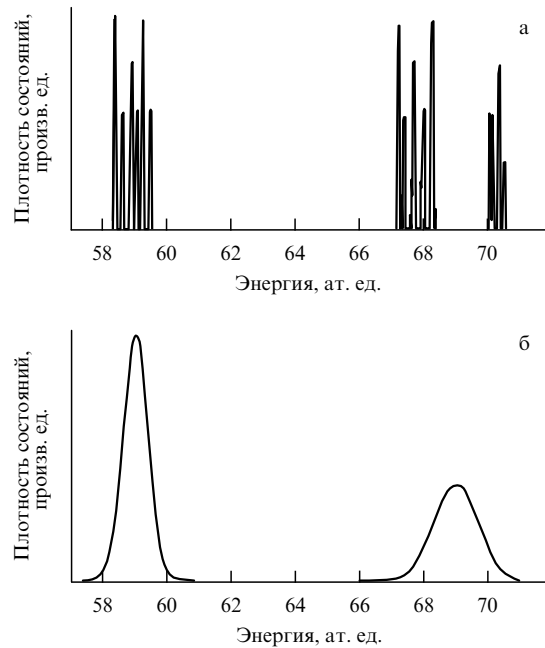
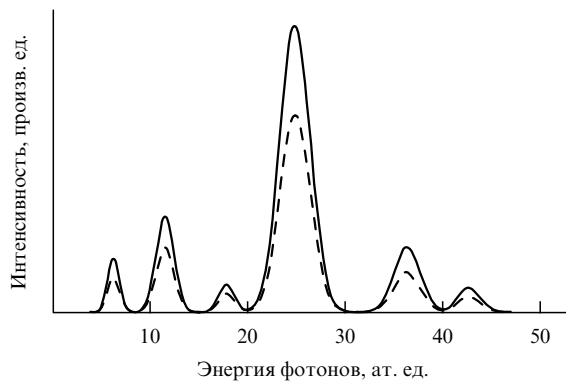


Рис. 4. Плотность состояний ионов  $\text{He}^{30+}$  для отдельного иона в вакууме (а) и для иона в плотной плазме (б).

энергия фотона зависит от структуры уровней иона. В случае разреженной плазмы ширина возбужденных состояний такова, что они не перекрываются, а структура уровней дискретная. Таким образом, излучательный спектр можно охарактеризовать как дискретный. Однако в случае плотной горячей плазмы эффект Штарка приводит к тому, что ширина уровня существенно превосходит естественную, и с некоторого момента соседние уровни начинают перекрываться, образуя квазинепрерывную структуру состояний (рис. 4). Одновременно близкие спектральные линии перекрываются и образуется ряд полос в излучательном спектре плазмы [22].

Таким образом, спектр излучения включает отдельные области, определяемые структурой излучающих ионов и энергиями их резонансно возбужденных состояний, в том числе и автоионизационных состояний образующихся многозарядных ионов. Непрерывный характер этих областей связан с уширением отдельных спектральных линий в силу высокой плотности плазмы. Большое число участвующих в излучении плазмы спектральных линий позволяет использовать статистические подходы [97, 98]. Соответственно данный характер спектра излучения плазмы можно получить на основе статистической модели [22], в которой спектр описывается с использованием плотности возбужденных состояний, ответственных за излучение, а также ширины области в соответствии с положениями отдельных спектральных линий данной серии [97–99]. Рисунок 5 дает пример спектра излучения ионов с зарядом  $Z = 32$  в ксеноновой плазме, которая создается при облучении больших кластеров (малых частиц) ксенона, состоящих из  $10^9$  атомов, при указанном текущем отношении выраженной в энергетических единицах температуры электронов к потенциалу ионизации рассматриваемого иона [22].

Генерация рентгеновских лучей кластерами из атомов инертных газов при облучении ультракороткими



**Рис. 5.** Спектр излучения кластерной плазмы при температуре электронов, равной четырем потенциалам ионизации ионов  $\text{Xe}^{32+}$  (сплошная линия) и шести потенциалам ионизации (штриховая линия).

лазерными импульсами наблюдалась авторами работы [100]. Число частиц в кластере превосходило  $10^5$ . Интенсивность лазерных импульсов была порядка  $10^{15}$  Вт см $^{-2}$ . Предложен новый механизм нагрева электронов, при котором электроны упруго рассеиваются на ионах назад в присутствии лазерного поля. Тормозное излучение таких электронов и порождает рентгеновское излучение.

Динамика ударных волн при кулоновском взрыве больших дейтериевых кластеров (число атомов в кластере варьировалось от  $10^6$  до  $10^7$ ), облучаемых сверхсильными лазерными импульсами с интенсивностью  $10^{18}$  Вт см $^{-2}$ , исследовалась теоретически в работе [101] методом релятивистских частиц в ячейках. В расширяющемся облаке дейтронов обнаружены ударные волны. Показано, что они увеличивают вероятность реакций термоядерного синтеза.

Группой Дитмайера исследовалось взаимодействие интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с кластерами, состоящими из смеси легких (дейтерий) и тяжелых атомов [102]. Роль тяжелых атомов сводилась к тому, чтобы усилить кулоновский взрыв кластера и увеличить вероятность термоядерной реакции слияния ядер дейтерия друг с другом. Экспериментально это было подтверждено для смеси дейтерия и метана в кластерах.

В экспериментальной работе [103] лазерные импульсы с интенсивностью более  $10^{17}$  Вт см $^{-2}$  и длительностью 40 фс направлялись на пучок больших кластеров частично кластеризованного аргона. Размер кластеров варьировался от 180 до 350 Å. Было обнаружено гамма-излучение с энергиями фотонов от 2,9 до 4,3 МэВ, что свидетельствует об образовании при кулоновском взрыве кластера атомарных ионов аргона с большим зарядом, вплоть до иона  $\text{Ar}^{16+}$ . Механизм появления таких ионов является скорее столкновительным, нежели полевым.

Кулоновский взрыв водородных кластеров, облучаемых ультракороткими интенсивными лазерными импульсами, анализировался в численных расчетах [104]. Показано, что максимальная энергия протонов при заданном значении лазерной интенсивности достигается при определенном радиусе кластера. Механизм кулоновского взрыва ионизированных кластеров из-за интенсивной

внешней ионизации подтверждается расчетами работы [105] для типичных параметров лазерных импульсов и кластеров в рамках двумерной модели кластеров. Термодинамический режим расширения, обусловленный давлением электронного облака внутри кластера, возникшего при внутренней ионизации атомов кластера, оказывается несущественным.

В работе [42] экспериментально определялись энергетические спектры атомарных ионов аргона при кулоновском взрыве кластеров аргона лазерным фемтосекундным импульсом с интенсивностью  $10^{17}$  Вт см $^{-2}$ . Полученные в эксперименте спектры имели зависимость от энергии, отличную от теоретической: расчетная энергетическая зависимость имеет вид  $E^{1/2}$ , а в экспериментальной зависимости степень оказалась меньше, чем  $1/2$ . Это объясняется авторами как эффект преимущественной внутренней ионизации атомов аргона на поверхности кластера. Толщина поверхностной области кластера определяется по статическому электрическому полю, генерируемому на поверхности вследствие внешней ионизации кластера.

В работе [106] обсуждаются эксперименты группы Дитмайера по облучению дейтериевых кластеров полем сильного фемтосекундного лазерного импульса. Показано численно, что при небольших интенсивностях лазерных импульсов имеет место медленное разделение кластера на несколько частей, в то время как при больших интенсивностях (более  $10^{15}$  Вт см $^{-2}$ ) происходит кулоновский взрыв дейтериевого кластера после выброса из него основной части электронов.

Энергетические распределения протонов, испускаемых при кулоновском взрыве водородных кластеров, облучаемых фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $6 \times 10^{16}$  Вт см $^{-2}$ , регистрировались в работе [107]. Средняя энергия протонов оказалась равной 8,1 кэВ. Спектр протонов хорошо согласуется с простой аналитической моделью для сферического однородного кластера. Максимальная энергия испущенных протонов определяется как размером кластера, так и величиной интенсивности лазерного излучения.

В работе [108] теоретически рассмотрено взаимодействие сильного фемтосекундного лазерного импульса с небольшими (16–30 атомов) кластерами из атомов инертных газов. Показано, что основное поглощение лазерной энергии происходит, когда среднее расстояние между ионами увеличивается примерно на 30 % по сравнению с первоначальным расстоянием. Сделан также вывод, что поглощение кластером лазерной энергии слабо зависит от поляризации лазерного излучения при одной и той же средней интенсивности.

Энергия ионов ксенона при взаимодействии ксеноновых кластеров с фемтосекундными лазерными импульсами с интенсивностью  $2 \times 10^{17}$  Вт см $^{-2}$  измерялась в работах [72, 109]. Длительность лазерного импульса варьировалась от 100 до 600 фс. Средняя энергия ионов ксенона имела максимум, равный 500 кэВ, при длительности 500 фс. Кроме того, отрицательное чирпирование импульса приводило к энергиям ионов примерно на 60 % большим, чем положительное.

Асимметрия в вылете высокоэнергетических электронов при внешней ионизации ксеноновых кластеров с числом атомов от 150 000 до 520 000 наблюдалась в экспериментах [110]. Интенсивность лазерных импульсов варьировалась от  $10^{15}$  до  $10^{16}$  Вт см $^{-2}$ , а их длитель-

ность — от 100 фс до 2,2 пс. Показано, что динамика расширения кластеров соответствует гидродинамическому режиму, вызванному давлением электронного газа внутри кластера. Максимальный выход электронов наблюдался при длительности импульса в 1 пс. Лазерное поле индуцирует поляризационный заряд на поверхности кластера. Определяемая им сила электрострикции оказывается сравнимой по величине с кулоновскими и гидродинамическими силами, но обладает резонансным поведением. Резонансное поглощение лазерной энергии электронами кластера происходит в основном в низкоэнергетической части электронного энергетического спектра.

В работе [111] теоретически рассматриваются нагрев и ионизация металлических кластеров полем интенсивного фемтосекундного лазерного импульса. Обратнотормозной нагрев и термическая ионизация металлического кластера анализируются с учетом структуры поля. Показано, что при интенсивности фемтосекундного ИК излучения порядка  $10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup> и оптимальном радиусе кластеров железа порядка 25 нм температура электронов превышает 1 кэВ при значительной ионизации L-оболочки ионов. Оценивается выход тормозного рентгеновского излучения кластеров, радиус которых превышает глубину скин-слоя.

В обзоре [13] проанализированы механизмы внутренней и внешней ионизации кластеров, облучаемых сильными фемтосекундными лазерными импульсами. Основная часть обзора посвящена сравнению результатов экспериментов для стандартных лазеров с длиной волны 780 нм и для нового лазера на свободных электронах, созданного в Гамбурге (Германия), длина волны которого варьируется от 100 до 3 нм (вакуумный ультрафиолет). Роль пространственного профиля лазерного импульса при его взаимодействии с пучком кластеров, а также роль эффекта насыщения при ионизации кластеров обсуждается в работе группы Роста [112]. Отмечается, что эти факторы следует учитывать, поскольку большинство имеющихся в литературе расчетов относится к случаю взаимодействия одного кластера с лазерным полем.

Для усиления выхода рентгеновского излучения, возникающего при облучении кластеров из атомов инертных газов фемтосекундными лазерными импульсами, в работе [113] предлагается добавлять в кластеры воду. Эксперименты, проведенные для аргоновых кластеров, показали, что при прочих одинаковых условиях интенсивность рентгеновского излучения увеличивается в 12 раз по сравнению с кластерами из чистого аргона. Возможной причиной усиления является увеличение концентрации электронов в процессе внутренней ионизации кластера, включающего  $H_2O$ .

Энергетические распределения протонов при взрыве водородных кластеров, облучаемых лазерными импульсами с интенсивностью  $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup> и длительностью 65 фс, исследовались в экспериментах [114]. Обнаружена линейная зависимость максимальной и средней кинетической энергии протонов от квадрата радиуса кластера. Это однозначно свидетельствует о чисто кулоновском механизме взрыва. Показано, что такой механизм доминирует, если радиус кластера менее 20 Å. Внутренняя ионизация в указанных условиях является полевой надбарьерной.

### 3.3. Столкновение кластерных пучков

Рассмотрим другой способ возбуждения кластеров, который по своей природе похож на возбуждение кластерного пучка мощным и коротким лазерным импульсом и происходит при столкновении двух плотных пучков быстрых кластеров. В результате столкновения двух кластеров их кинетическая энергия переходит в энергию возбуждения кластеров. Хотя при современных возможностях ускорения кластерных пучков такой способ возбуждения уступает лазерному методу, тем не менее он является перспективным методом возбуждения кластерной материи. Процессы возбуждения при столкновении двух кластеров имеют много общего с ранее рассмотренным случаем облучения кластера мощным фемтосекундным лазерным импульсом. В процессе столкновения два кластера образуют объединенный кластер, и кинетическая энергия кластерных атомов переходит в энергию возбуждения электронов. Часть электронов покидает кластер, и далее объединенный кластер расширяется в окружающее пространство в результате взаимодействия движущихся в нем атомных ионов с самосогласованным полем кластера. В конечном итоге это ведет к образованию однородной горячей плазмы, заполняющей все пространство кластерных пучков. Впоследствии эта плазма также распадается, расширяясь в окружающее пространство.

Характер столкновения кластеров определяется взаимодействием атомов этих кластеров со средой, в которой они движутся [115, 116]. Этот процесс зависит от скорости столкновения и степени возбуждения кластеров во время столкновения. Имеются различные модели для анализа процессов в плазме, образуемой при подобных столкновениях (например [117–122]). Далее мы ограничимся простейшими моделями, описывающими переход кинетической энергии ядер в энергию электронного возбуждения.

Рассмотрим поведение пробного атома одного из кластеров, который с относительно большой кинетической энергией проникает внутрь другого кластера. Считаем скорость столкновения достаточно большой, так что сечение столкновения пробного атома с другим атомом при этой относительной скорости мало по сравнению с поперечником атома. Поэтому можно считать, что при прохождении кластеров друг через друга атомы каждого кластера движутся независимо друг от друга, и кинетическая энергия атомов преобразуется в энергию возбуждения электронов. Тем самым связи между атомами в кластерах в процессе их столкновения разрываются, и атомы или ионы одного кластера легко проникают внутрь другого кластера. Тогда возбуждение кластера состоит в переходе кинетической энергии ионов в энергию возбуждения электронной подсистемы. В случае столкновения больших кластеров, как и при столкновении кластеров с поверхностью твердого тела, процесс трансформации энергии более сложный, так что наряду с возбуждением электронной системы происходит возбуждение коллективных степеней свободы, которое включает возбуждение ударных волн и плазменных колебаний. Особенность столкновения кластеров состоит в том, что из-за их малых размеров ударные волны не успевают сформироваться. При этом параметром плотных кластерных пучков наряду с плотностью кластеров  $N_{cl}$  в пучке и числом атомов в кластере  $n$  является также плотность связанных



атомов  $N_b$  в пространстве, которая определяется выражением

$$N_b = nN_{cl}. \quad (3.8)$$

Плотные кластерные пучки, состоящие из атомов или молекул, обычно генерируются путем истечения нагретого газа через сопло из камеры, где газ (или пар) находится под высоким давлением [123–131]. После прохождения сопла температура в пучке падает, и его атомы или молекулы превращаются в кластеры. Этот метод может быть использован для получения кластерных пучков газовых атомов или молекул, а также для легко испаряемых металлов или материалов. В случае жаропрочных металлов плотные кластерные пучки могут быть получены из потока горячей плазмы буферного газа, куда вводится малопрочное соединение металла [132–135]. Этот метод обеспечивает высокие плотности металлических кластерных пучков, в которых плотности связанных атомов сравнимы с соответствующими величинами для кластеров из газовых атомов или молекул [134, 136]. Далее мы будем ориентироваться на типичную плотность связанных атомов в кластерном пучке  $N_b = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Отметим, в частности, что плотность дейтериевых атомов в кластерном пучке, используемом для генерации нейтронов, составляет  $N_b = (5-6) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [137, 138].

Схема столкновения двух кластерных пучков представлена на рис. 6 [136, 139]. Для осуществления сильного взаимодействия между атомами кластеров необходимо, чтобы каждый кластер одного пучка имел возможность столкнуться с атомами другого пучка. Для определенности возьмем сопло в форме узкой щели, которое позволяет получить кластерный пучок прямоугольного сечения. Считая столкновения между кластерами почти лобовыми, получим следующий критерий для длины кластерного пучка  $L$ , который обеспечивает столкновение отдельных кластеров при малых углах между сталкивающимися кластерными пучками:

$$N_{cl}\sigma L \geq 1. \quad (3.9)$$

Здесь  $\sigma = 4\pi r_W^2 n^{2/3}$  — сечение столкновения двух одинаковых кластеров,  $r_W$  — радиус Вигнера–Зейтца для кластеров. Переходя к плотности связанных атомов в кластерном пучке  $N_b$  в соответствии с формулой (3.8), представим критерий (3.9) в виде

$$4\pi r_W^2 N_b L \geq n^{1/3}. \quad (3.10)$$

Критерий (3.10) описывает оптимальные условия для столкновения кластеров. В частности, ориентируясь на кластеры Mo, W и Ir, для которых радиус Вигнера–Зейтца  $r_W \approx 1,6 \text{ \AA}$  [19], для случая  $N_b \sim 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$

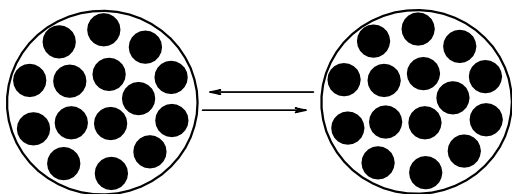


Рис. 6. Столкновение двух кластерных пучков.

приведем критерий (3.10) к виду

$$\frac{L}{n^{1/3}} \geq 10^{-5} \text{ см}. \quad (3.11)$$

Для характерного размера кластеров  $n \sim 10^6$  критерий (3.11) дает  $L > 10$  мкм. Это показывает, что в реальных условиях нетрудно осуществить столкновение кластеров при пересечении кластерных пучков.

### 3.4. Возбуждение электронов при столкновении кластерных пучков

Столкновение двух кластеров сопровождается взаимным проникновением атомов, так что атомы или ионы каждого кластера движутся внутри кластерной материи и взаимодействуют с ней. Торможение ионов происходит в результате упругого столкновения с другими ионами внутри кластеров, а также путем возбуждения электронной компоненты. Второй механизм преобладает в широкой области изменения параметров кластеров и характеристик процессов их столкновения. Далее мы остановимся на этом механизме трансформации кинетической энергии ионов.

Мы исследуем процесс торможения ионов, движущихся внутри кластерной материи, в рамках простой модели, рассматривая электронную систему как вырожденный электронный газ. Тогда в пространстве импульсов функция распределения электронов соответствует их нахождению внутри сферы радиуса  $p_F$ , ферми-сферы. При этом мы рассмотрим случай малых скоростей столкновения кластеров  $v$  по сравнению со скоростью электронов  $v_F$  на поверхности ферми-сферы

$$v \ll v_F. \quad (3.12)$$

Считаем, что в процессе столкновения кластеров каждый кластер разбивается на отдельные ионы, так что каждый ион взаимодействует с окружающими электронами и движется внутри кластера независимо от других ионов. Тогда возбуждение электронной подсистемы происходит в результате парного взаимодействия пробного иона с одним из электронов. Поскольку в результате столкновения электрона и иона переданный электрону импульс не превышает  $m_e v$ , где  $m_e$  — масса электрона,  $v$  — скорость иона, и согласно критерию (3.12) имеем  $m_e v \ll p_F$ , то в данном процессе может участвовать лишь малая доля электронов вырожденного электронного газа. Для большинства электронов этот процесс запрещен принципом Паули, поскольку конечное состояние электрона в этих случаях занято (рис. 7).

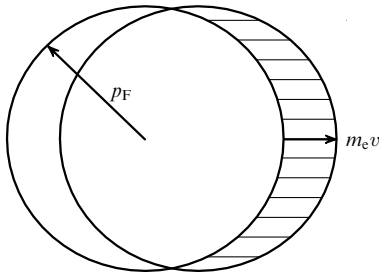
Наряду с критерием (3.12) будем считать вырожденный электронный газ достаточно плотным, что отвечает следующему малому параметру разложения:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar\pi v_F}. \quad (3.13)$$

Первый член разложения по малому параметру (3.13) с учетом критерия (3.12) дает для скорости торможения иона, движущегося в однородном плотном вырожденном электронном газе [140, 141],

$$-\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{2Z\hbar v}{3\pi a_0^2} \left[ \ln\left(\frac{4}{\alpha}\right) - 3 + 3\alpha \ln\left(\frac{4}{\alpha}\right) - \frac{11}{2}\alpha \right] = C(\alpha) \frac{Z\hbar v}{a_0^2}, \quad (3.14)$$

$$C(\alpha) = \frac{2}{3\pi} \left[ \left(1 + 3\alpha\right) \ln\left(\frac{4}{\alpha}\right) - 3 - \frac{11}{2}\alpha \right].$$



**Рис. 7.** Характер перехода электрона вырожденного электронного газа при столкновении с медленным ионом, движущимся внутри газа. Приведены распределения электронов вырожденного электронного газа в пространстве импульсов до (незаштрихованная область) и после рассеяния на движущемся ионе. Поскольку электрон может перейти только в незанятое состояние, в этом процессе участвуют только электроны, находящиеся вблизи поверхности Ферми (заштрихованная область распределения Ферми для электронов).

Здесь  $\varepsilon$  — энергия иона, движущегося в направлении  $x$  внутри однородной электронной подсистемы,  $Z$  — эффективный заряд иона при его движении внутри электронной подсистемы со скоростью  $v$ ,  $e$  — заряд электрона,  $a_0$  — радиус Бора.

Определим параметры формулы (3.14) для реальных кластеров. Рассматривая электроны кластера как вырожденный электронный газ, имеем для фермиевской скорости этих электронов

$$v_F = \frac{\hbar}{m_e} (3\pi^2 N_e)^{1/3}, \tag{3.15}$$

где  $N_e$  — плотность электронов. Считая, что каждый атом кластера дает  $Z$  электронов, взаимодействующих с движущимся ионом, получаем

$$N_e = 2ZN_a, \tag{3.16}$$

где  $N_a$  — плотность атомов в изолированном кластере. Коэффициент 2 учитывает, что проникновение одного кластера внутрь другого ведет к удвоению плотности электронов и ионов, пока самосогласованное поле сталкивающихся кластеров не подействует на ионы. Плотность атомов в изолированном кластере  $N_a$  связана с радиусом Вигнера – Зейтца соотношением [19]

$$N_a = \frac{3}{4\pi r_W^3}. \tag{3.17}$$

Это дает для плотности электронов

$$N_e = \frac{3Z}{2\pi r_W^3}. \tag{3.18}$$

Подставляя плотность электронов (3.18) в формулу (3.13), получим выражение для малого параметра

$$\alpha = \frac{0,11r_W}{a_0 Z^{1/3}}. \tag{3.19}$$

В таблице 9 приводятся взятые из [19] значения радиуса Вигнера – Зейтца для некоторых кластеров, значения параметра  $\alpha$  в соответствии с формулой (3.19), а также множителя  $C(\alpha)$  в формуле (3.14) для этих кластеров.

**Таблица 9.** Значения параметров процесса торможения иона в металлическом кластере

	Cr	Cu	W	Hg
$r_W, \text{ \AA}$	1,41	1,47	1,60	1,80
$\alpha$	0,16 (0,20)	0,17 (0,21)	0,18 (0,23)	0,21 (0,26)
$C(\alpha)$	0,87 (0,67)	0,83 (0,63)	0,77 (0,55)	0,66 (0,43)

Отметим, что для рассматриваемых скоростей ионов заряд иона, движущегося в электронном газе, находится в пределах  $Z = 5 - 10$ . Данные табл. 9 относятся к  $Z = 10$ , для случая  $Z = 5$  величины даются в скобках.

Длина свободного пробега иона  $\lambda$ , который передает свою кинетическую энергию электронам сталкивающихся кластеров, равна

$$\frac{\lambda}{a_0} = \frac{M}{m_e} \frac{\hbar v}{Ze^2} \frac{1}{C}, \tag{3.20}$$

где  $M$  — масса атомного иона. При типичных условиях длина, на которой ионы теряют кинетическую энергию, составляет  $\lambda/a_0 \sim 10^3 - 10^4$ , что превышает размер кластера.

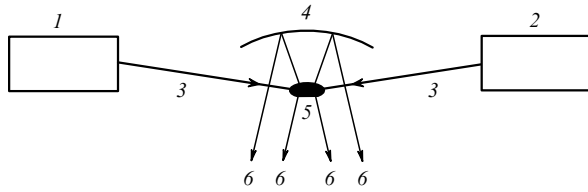
Заметим, что в рамках рассмотренной модели мы считали, что электронная подсистема находится в основном состоянии. Однако это имеет место только на первой стадии процесса столкновения кластеров. Даже при смешении двух электронных подсистем в процессе проникновения сталкивающихся кластеров друг в друга электронная подсистема возбуждается. Это ведет к нарушению предположения, что только малая часть электронов может участвовать в переходах. Именно этот факт определяет относительную малость скорости торможения иона и его большую длину пробега относительно передачи кинетической энергии на электронное возбуждение. В связи с этим рассмотрим другой предельный случай поведения электронной подсистемы в процессе ее возбуждения под действием движения ионов внутри нее, считая незанятыми состояния рассеянных электронов, т.е. участвующие в процессе рассеяния ионов электроны можно считать свободными. Тогда скорость торможения ионов по отношению к возбуждению электронов равна [142, 143]

$$-\frac{d\varepsilon}{dt} = N_e v \frac{4\pi Ze^4}{m_e v^2} \ln A. \tag{3.21}$$

Здесь  $v$  — скорость иона внутри электронной подсистемы, причем рассеяние иона на разных электронах считается независимым;  $A = p_{\max}/p_{\min}$ , где  $p_{\max} = m_e v$  — максимальный импульс, передаваемый от иона электрону при рассеянии, а минимальный передаваемый импульс  $p_{\min}$  определяется структурой электронной подсистемы. Для оценки мы возьмем  $\ln A \approx 5 - 10$  и воспользуемся формулой (3.18) для плотности электронов. Получим на основании формулы (3.21) для длины пробега ионов в электронной среде

$$\lambda = \frac{\varepsilon m_e v^2 r_W^3}{3Z^2 e^4 \ln A}. \tag{3.22}$$

В рассмотренных предельных случаях торможения иона в электронной среде, когда ион движется в невозбуж-



**Рис. 8.** Характер столкновения двух импульсных кластерных пучков [136, 139]. 1, 2 — генераторы импульсных кластерных пучков, 3 — кластерные пучки, 4 — отражатель, 5 — область пересечения кластерных пучков, 6 — рентгеновское излучение пучков.

денной или в возбужденной электронной системе, длины свободного пробега, которые определяются формулами (3.20) и (3.22), различаются на несколько порядков величины. Поэтому эти модели дают лишь грубое представление о характере столкновения кластеров.

На рисунке 8 показана схема столкновения двух кластерных пучков. На конечной стадии генерации пучков кластеры заряжены и разгоняются во внешнем электрическом поле. Мы основываемся на максимальном заряде кластеров [133], а также на характерных значениях плотности связанных атомов в кластерном пучке в интенсивных источниках кластерных пучков [134]. Характерный заряд кластера составляет  $\approx n^{1/2}e$ , а потенциал  $U$ , в котором разгоняются кластеры, берется равным 1 МВ. Каждый кластер, содержащий  $\sim 10^6$  атомов, ускоряется до энергии  $\sim 1$  МэВ на единичный заряд или  $\sim 1$  кэВ на ядро. Это соответствует относительной скорости столкновения кластеров  $v \approx 10^7$  см  $s^{-1}$ . При этих условиях согласно формуле (3.20) имеем для длины свободного пробега атомных ионов внутри другого кластера  $\lambda \sim 10^3 a_0$ , и на основе формулы (3.22)  $\lambda \ll a_0$ . Следовательно, оптимальный размер кластера зависит от начальной стадии процесса торможения ионов, ведущей к начальному возбуждению электронной подсистемы кластеров. В рассматриваемых условиях, когда вся кинетическая энергия ионов перейдет в энергию электронного возбуждения, электронная подсистема нагреется до эффективной температуры  $\sim 100$  эВ.

Таким образом, при столкновении кластеров образуется плазма с высокой электронной температурой. Эта плазма обладает сходными свойствами с плазмой, которая является результатом облучения кластерного пучка мощным фемтосекундным лазерным импульсом. Время жизни неоднородностей этой плазмы, т.е. объединенных кластеров в процессе столкновения двух кластеров, составляет для рассмотренных параметров кластеров  $\sim r_{\text{WH}}^{1/3}/v \sim 10^{-13}$  с. За это время образуются и возбужденные многозарядные ионы, которые на следующей стадии развития системы могут излучать фотоны в рентгеновской области спектра. Опираясь на аналогию протекающих процессов, можно ожидать, что эффективность преобразования кинетической энергии кластеров в энергию жесткого коротковолнового излучения имеет тот же порядок величины, что и при лазерном способе возбуждения кластерного пучка, т.е.  $\sim 1$  %.

Считая, что столкновение двух кластеров ведет к переходу их кинетической энергии в энергию возбуждения электронной подсистемы, мы получаем следующие характерные времена для этой системы. Время жизни объединенного кластера составляет  $\sim 10^{-13}$  с и соответствует времени расширения кластера, возбужденного

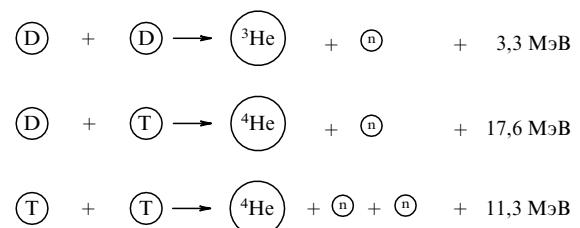
лазерным импульсом. Характерное время превращения неоднородной плазмы в однородную порядка  $\sim 10^{-12} - 10^{-11}$  с в обоих случаях; характерное время разлета пучков или время расширения однородной плазмы в случае возбуждения лазерным импульсом, которое характеризует время жизни всей системы, составляет  $\sim 10^{-10}$  с. Кроме того, электрический потенциал этих пучков заряженных кластеров равен 10–100 кВ в случае столкновения кластерных пучков и  $\sim 10$  кВ при облучении кластерного пучка лазерным импульсом. Тем самым оба случая возбуждения кластеров характеризуются одинаковой природой протекающих процессов, одинаковым порядком относящихся к ним параметров и отвечают одинаковым приложениям. Сами же возможности применения рассмотренных концепций в прикладных целях зависят от используемой экспериментальной техники.

Отметим, что анализ возбуждения кластерных пучков лазерным импульсом в большой степени поддержан экспериментальными исследованиями, тогда как эксперименты по образованию кластерной плазмы при столкновении кластерных пучков практически отсутствуют. Наш опыт в исследовании лазерного возбуждения кластерных пучков показал, что картина протекающих при этом процессов, которая строится на простых моделях, при определенных условиях отличается от реальной. В первую очередь это относится к сильному возбуждению кластерной плазмы, сильной фокусировке лазерного сигнала и высокой интенсивности сфокусированного лазерного импульса. В этих случаях важными становятся различные коллективные степени свободы плазмы, в частности, связанные с неоднородностью электромагнитной волны, с характером ее модуляции и др. Поэтому и представленная выше картина эволюции кластерной плазмы, образуемой при столкновении кластерных пучков, также является качественной. Тем не менее проведенный анализ показывает перспективность создания возбужденной материи путем столкновения кластерных пучков, причем полученная таким способом горячая плазма во многом аналогична плазме, образуемой при облучении кластерного пучка лазерным импульсом.

## 4. Фемтосекундная кластерная плазма как генератор нейтронов

### 4.1. Особенности термоядерной реакции с участием дейтронов

Нейтроны могут быть получены в результате столкновения быстрых ядер тяжелых изотопов водорода, дейтерия и трития (рис. 9). В случае столкновения ядер трития



**Рис. 9.** Термоядерные реакции с участием ядер дейтерия и трития.

процесс образования нейтрона более эффективен. Однако в силу радиоактивности трития работа с ним требует использования специального оборудования и методов очистки, что делает этот процесс практически малодоступным. Поэтому далее мы ограничимся только процессами с участием дейтронов, когда реакция образования нейтронов протекает по схеме



В результате термоядерного процесса (4.1) выделяется энергия 2,45 МэВ на нейтрон, и этот процесс протекает эффективно при энергиях столкновения до сотен килоэлектронвольт. Сечение процесса (4.1) резко убывает при малых энергиях [144]. В этой области энергий столкновения быстрого дейтрона с медленным сечение термоядерного процесса большое, но не достигает максимума. При этом точность измерений сечения процесса (4.1) составляет примерно 10% [144], и с этой точностью в рассматриваемой области энергий столкновения сечение термоядерного процесса аппроксимируется зависимостью

$$\sigma_{\text{fus}} = \frac{1,074 \times 10^5 + 330\varepsilon - 0,0635\varepsilon^2}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{44,4}{\sqrt{\varepsilon}}\right). \quad (4.2)$$

Здесь сечение  $\sigma_{\text{fus}}$  термоядерной реакции (4.1) выражено в миллибарнах, а энергия быстрого дейтрона  $\varepsilon$  в лабораторной системе координат дается в килоэлектронвольтах. При этом отметим, что в термоядерном реакторе, использующем горячую равновесную (или почти равновесную) плазму реакция осуществляется за счет хвоста функции распределения ионов дейтерия по энергиям. Это позволяет при достаточном времени удержания плазмы выполнить критерий Лоусона, когда энергия, выделяемая при термоядерном процессе, компенсирует энергию, введенную в плазму.

В рассматриваемой далее схеме термоядерная реакция происходит в процессе релаксации, когда первоначально созданные быстрые дейтериевые ионы теряют энергию в результате упругих столкновений с ядрами мишени, включающей ядра дейтерия, и пока эта энергия достаточна, они могут вступить в термоядерную реакцию с ядрами мишени. Поскольку в этом случае сечение упругого столкновения ионов значительно больше сечения термоядерного процесса, вероятность вступления отдельного дейтрона в термоядерную реакцию в процессе его торможения оказывается малой. Более того, она настолько мала, что критерий Лоусона для этого процесса заметно меньше единицы, несмотря на то, что выделенная в термоядерном процессе энергия, приходящаяся на один дейтрон, значительно превышает его кинетическую энергию. Это означает, что данная схема не позволяет построить термоядерный реактор и может быть использована только для генерации нейтронов. Несмотря на это, рассматриваемая схема генерации нейтронов в результате создания быстрых атомов или ионов дейтерия заслуживает внимания в силу простоты экспериментальной техники и в связи с тем, что такая схема может иметь много альтернатив. Далее мы проанализируем этот способ генерации нейтронов.

В рамках этой схемы быстрые атомы или ионы дейтерия направляются на дейтерийсодержащую мишень и тормозятся в ней. В процессе столкновения с ядрами дейтерия мишени быстрый дейтрон может

вступить в термоядерную реакцию (4.1), хотя вероятность этого процесса мала и резко падает с уменьшением энергии быстрого дейтрона. При этом торможение дейтронов в дейтерийсодержащей мишени происходит в результате двух механизмов взаимодействия быстрого дейтрона с мишенью: как при возбуждении электронной компоненты мишени, так и за счет упругого рассеяния дейтронов на ядрах мишени в результате кулоновского взаимодействия ядер. В том случае, когда первый механизм возможен, торможение дейтрона происходит гораздо сильнее, а генерация нейтронов менее эффективна по сравнению со случаем, когда этот механизм не работает. Ориентируясь на область энергий в десятки килоэлектронвольт, можно утверждать, что это имеет место для газовой мишени, поскольку сечение неупругого столкновения атомных частиц при таких энергиях относительно мало. Тем более возбуждением электронной компоненты можно пренебречь для плазменной мишени в силу малой передачи энергии при столкновении иона со свободным электроном. При торможении отдельного дейтрона в конденсированной (твердой или жидкой) мишени возбуждение электронной компоненты определяет потерю энергии дейтроном. Однако, если дейтрон входит в состав ускоренного кластера, проникающего внутрь мишени, то возбуждение электронной компоненты может стать относительно малым, поскольку один и тот же атом мишени участвует в многократных столкновениях, а энергия, передаваемая отдельному электрону, ограничена. Таким образом, имеется достаточно случаев, когда торможение быстрого дейтрона в мишени определяется упругими столкновениями с ядрами мишени, а возбуждение электронной компоненты несущественно.

Далее будет рассмотрен именно этот случай торможения быстрого дейтрона в результате упругого рассеяния на ядрах мишени [107, 145], которое приводит к более высокой эффективности генерации нейтрона, чем в случае возбуждения электронной компоненты. Тогда, в силу высокой энергии быстрых дейтронов, их рассеяние на ядрах мишени происходит при сближении на малые расстояния по сравнению с атомными размерами. Поэтому торможение отдельных быстрых дейтронов кластера или дейтериевой частицы происходит независимо и в результате парных столкновений с ядрами мишени, т.е. подобно случаю газовой мишени. При этом скорость торможения дейтрона, как и скорость его вступления в термоядерную реакцию (4.1), пропорциональна плотности дейтронов мишени, а сами процессы происходят при парных столкновениях частиц, поскольку сечения этих процессов малы по сравнению с атомными поперечниками. Поэтому относительные вероятности термоядерной реакции и потери энергии не зависят от плотности мишени, и в качестве характеристики термоядерной реакции в процессе торможения дейтрона удобно ввести величину  $w_{\text{fus}}$  — вероятность протекания реакции (4.1) в процессе торможения дейтрона. Эта величина определяется формулой [107, 145]

$$w_{\text{fus}} = \int_0^\varepsilon N_i v \sigma_{\text{fus}} \frac{d\varepsilon}{d\varepsilon/dt}, \quad (4.3)$$

где  $N_i$  — плотность ядер мишени,  $v$  — скорость быстрого дейтрона,  $d\varepsilon/dt$  — скорость изменения его энергии.

Уменьшение энергии быстрого дейтрона при столкновении с ядром заряда  $Z$  определяется формулой

Резерфорда (2.28), которая при малых изменениях энергии  $\Delta\varepsilon$  в лабораторной системе координат, где быстрый дейтрон обладает энергией  $\varepsilon$ , имеет вид [21]

$$d\sigma = \frac{\pi Z^2 e^4}{\varepsilon(\Delta\varepsilon)^2} d\Delta\varepsilon, \quad (4.4)$$

где  $Z = 1$  — заряд дейтрона. Торможение быстрого дейтрона в газе, содержащем ядра заряда  $Z$ , определяется столкновениями ионов с малым изменением энергии. Это ведет к следующему уравнению баланса для изменения энергии дейтрона  $\varepsilon$  в процессе его торможения [21, 146]:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \int (\varepsilon - \varepsilon') N_i v d\sigma(\varepsilon \rightarrow \varepsilon') = N_i v \frac{\pi Z^4 e^4}{\varepsilon} \int \frac{d\Delta\varepsilon}{\Delta\varepsilon} = \\ &= N_i v \frac{\pi Z^2 e^4}{\varepsilon} \ln \left( \frac{\Delta\varepsilon_{\max}}{\Delta\varepsilon_{\min}} \right). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Здесь  $N_i$  — плотность ядер мишени,  $v$  — скорость быстрого дейтрона,  $\varepsilon, \varepsilon'$  — энергии быстрого дейтрона до и после столкновения в лабораторной системе координат; изменение энергии быстрого дейтрона  $\Delta\varepsilon = \varepsilon - \varepsilon'$  относительно мало. Очевидно, что максимальное изменение энергии быстрого дейтрона  $\Delta\varepsilon_{\max} \sim \varepsilon$ , а минимальное изменение энергии быстрого дейтрона соответствует прицельному параметру столкновения — порядку расстояния между ближайшими соседями (порядка атомных размеров  $a_0$ ). Тем самым минимальное изменение энергии быстрого дейтрона выражается как

$$\Delta\varepsilon_{\min} = \frac{Z^2 e^2}{\varepsilon a_0}.$$

Отсюда получим для кулоновского логарифма

$$\ln A = 2 \ln \left( \frac{\varepsilon}{Z e^2 / a_0} \right).$$

В частности, при энергии дейтрона  $\varepsilon = 100$  кэВ минимальная энергия, передаваемая покоящимся ядрам-дейтронам, составляет  $\varepsilon_{\min} \sim 3 \times 10^{-4}$  эВ, что соответствует значению кулоновского логарифма  $\ln A \approx 15$ ; это значение будет использовано в последующих оценках.

Подставляя формулу (4.4) в (4.3), получим выражение для вероятности образования нейтрона при торможении дейтрона с начальной энергией  $\varepsilon_0$  в дейтерийсодержащей среде с ядром мишени  $Z$ :

$$w_{\text{fus}}(\varepsilon_0) = \int_0^{\varepsilon_0} \frac{\sigma_{\text{fus}}(\varepsilon) d\varepsilon}{\pi Z^2 e^4 \ln A}. \quad (4.6)$$

Эта формула простым способом обобщается на случай, когда мишень содержит ядра разного заряда, поскольку рассеяние на них происходит независимо. Действительно, если мишень содержит несколько компонент, так что относительное число ядер  $i$ -й компоненты равно  $c_i$  и заряд ядер этой компоненты равен  $Z_i$ , то вероятность вступления дейтрона в термоядерную реакцию  $w_{\text{fus}}(\varepsilon_0)$  по отношению к дейтериевой мишени умножается на величину  $c_D (\sum_i c_i Z_i^2)^{-1}$ , где  $c_D$  — концентрация ядер дейтерия. В частности, для мишеней, содержащих молекулы  $\text{CD}_4$  и  $\text{D}_2\text{O}$ , этот фактор отвечает уменьшению вероятности термоядерной реакции  $w_{\text{fus}}(\varepsilon_0)$  соответственно в 10 и 33 раза по сравнению со случаем дейтериевой мишени.

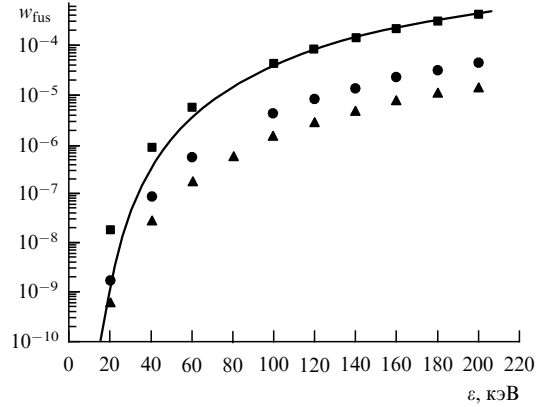


Рис. 10. Вероятность генерации нейтрона при торможении быстрого дейтрона в дейтерийсодержащей среде, рассчитанная по формуле (4.6) для следующих мишеней:  $\text{D}_2$  (■),  $\text{CD}_4$  (●),  $\text{D}_2\text{O}$  (▲). Сплошная кривая — аппроксимация (4.7) для дейтериевой мишени.

На рисунке 10 представлены зависимости от начальной энергии дейтрона для вероятности генерации нейтрона  $w_{\text{fus}}(\varepsilon_0)$  при торможении быстрого дейтрона в дейтерийсодержащей среде. Эти зависимости рассчитаны по формуле (4.6) для трех мишеней. Учитывая резкую зависимость от энергии столкновения для сечения термоядерной реакции, вероятность  $w_{\text{fus}}(\varepsilon_0)$  удобно аппроксимировать зависимостью

$$w_{\text{fus}}(\varepsilon_0) = C \exp \left( -\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}} \right), \quad (4.7)$$

причем в случае дейтериевой мишени параметры этой формулы следующие:  $C = 0,18$ ,  $\varepsilon_0 = 7$  мэВ для интервала энергий столкновения  $\varepsilon = 20$ – $200$  кэВ. Как следует из рис. 10, эта аппроксимация становится неточной при малых энергиях дейтрона.

Если учесть резкую зависимость сечения термоядерной реакции (4.2) от энергии быстрого дейтрона, то можно свести выражение (4.6) к виду [145]

$$w_{\text{fus}} = \frac{\sigma_{\text{fus}}(\varepsilon) \varepsilon}{32 \pi e^4 \ln A} \left( \frac{d \ln \sigma_{\text{fus}}}{d\varepsilon} \right)^{-1}. \quad (4.8)$$

Таблица 10 дает значения этой величины вместе с сечением термоядерного процесса (4.2), полученные на основе данных [144]. В этой таблице приводятся также значения величины  $w_{\text{fus}}(\varepsilon_0)$  для дейтериевой мишени.

В силу резкой зависимости сечения термоядерной реакции (4.2) от энергии быстрого дейтрона эффектив-

Таблица 10. Параметры термоядерной реакции и торможения быстрого дейтрона, движущегося в среде, состоящей из медленных дейтронов

$\varepsilon$ , кэВ	$\sigma_{\text{fus}}$ , мб	$\frac{d \ln \sigma_{\text{fus}}}{d\varepsilon}$ , 0,01 кэВ <sup>-1</sup>	$w_{\text{fus}}$ , 10 <sup>-6</sup>
20	0,278	22	0,063
40	2,69	7,6	0,36
60	6,86	4,2	1,0
80	11,6	2,7	2,0
100	16,5	2,0	3,8
120	21,2	1,5	5,6
140	25,5	1,2	8,1
160	29,6	1,0	11

**Таблица 11.** Значения  $w_{\text{fus}}(T)$  для разных мишеней

$T$ , кэВ	$D_2$	$CD_4$	$D_2O$
5	$2,5 \times 10^{-9}$	$2,5 \times 10^{-10}$	$7,6 \times 10^{-11}$
10	$1,3 \times 10^{-7}$	$1,3 \times 10^{-8}$	$3,9 \times 10^{-9}$
15	$9,4 \times 10^{-7}$	$9,4 \times 10^{-8}$	$2,9 \times 10^{-8}$
20	$3,3 \times 10^{-6}$	$3,3 \times 10^{-7}$	$1,0 \times 10^{-7}$
30	$1,6 \times 10^{-5}$	$1,6 \times 10^{-6}$	$4,8 \times 10^{-7}$
40	$4,2 \times 10^{-5}$	$4,2 \times 10^{-6}$	$1,3 \times 10^{-6}$
50	$8,4 \times 10^{-5}$	$8,4 \times 10^{-6}$	$2,5 \times 10^{-6}$
60	$1,4 \times 10^{-4}$	$1,4 \times 10^{-5}$	$4,3 \times 10^{-6}$

ность генерации нейтронов определяется хвостом функции распределения создаваемых быстрых дейтронов по энергиям, который будем аппроксимировать максвелловской функцией  $f(\varepsilon)$ . Тогда вероятность термоядерной реакции дается формулой

$$w_{\text{fus}}(T) = \int_0^{\infty} w_{\text{fus}}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4.9)$$

Таблица 11 содержит значения  $w_{\text{fus}}(T)$  в подходящем интервале температур.

Отметим, что согласно полученным результатам, чем выше энергия быстрого дейтрона, тем больше вероятность его вступления в термоядерную реакцию. Однако реально энергия быстрого дейтрона ограничена сверху, поскольку длина свободного пробега быстрого дейтрона изменяется пропорционально квадрату его энергии. Тем самым, если дейтрон разогнать слишком сильно, он уйдет за пределы области термоядерного процесса, занятого дейтерийсодержащей мишенью.

Определим длину пробега  $\lambda$  дейтрона в дейтериевой мишени, т.е. расстояние, которое проходит дейтрон до остановки. В соответствии с ранее полученными выражениями для скорости замедления дейтрона длина пробега определяется интервалом быстрых энергий дейтрона и дается следующей формулой:

$$N_i \lambda = \frac{\varepsilon^2}{32\pi e^4 \ln A}, \quad (4.10)$$

где  $\varepsilon$  — начальная энергия дейтрона,  $N_i$  — плотность ядер мишени. При этом, в силу больших энергий пробного дейтрона, его рассеяние происходит при малых сближениях с рассеивающей частицей по сравнению с расстоянием между ближайшими ядрами среды. Поэтому среда, содержащая дейтроны, является газом для рассеиваемого быстрого дейтрона, и приведенная длина свободного пробега не зависит от ее агрегатного состояния. Введем также длину пробега дейтронов  $\lambda_{\text{fus}}$ , на которой в основном протекает реакция, в соответствии с формулой

$$N_i \lambda_{\text{fus}} = \int_0^{\varepsilon_0} \frac{\varepsilon w_{\text{fus}}(\varepsilon) d\varepsilon}{16\pi e^4 \ln A w_{\text{fus}}(\varepsilon_0)}. \quad (4.11)$$

В таблице 12 даются приведенные значения длин пробега дейтрона в дейтериевой мишени ( $N_i$  — плотность ядер дейтерия,  $\lambda$  — длина пробега быстрых дейтронов относительно упругого рассеяния на ядрах дейтерия,  $\lambda_{\text{fus}}$  — длина пробега быстрых дейтронов по отношению к термоядерной реакции), а также длина пробега дейтрона  $\lambda_s$  в твердом дейтерии, плотность которого составляет  $0,076 \text{ г см}^{-3}$ . Очевидно, размер

**Таблица 12.** Приведенные значения длин пробега дейтронов в дейтериевой мишени и в твердом дейтерии

$\varepsilon$ , кэВ	$N_i \lambda$ , $10^{20} \text{ см}^{-2}$	$N_i \lambda_{\text{fus}}$ , $10^{20} \text{ см}^{-2}$	$\lambda_s$ , $10^{-3} \text{ см}$
20	0,28	0,047	0,60
40	1,1	0,24	2,4
60	2,5	0,63	5,4
80	4,4	1,2	9,5
100	6,9	2,1	15
120	9,9	3,2	21
140	13	4,6	29
160	18	6,3	38
180	22	8,2	48
200	28	10	60

мишени должен превышать длину пробега дейтрона, что может оказаться существенным при выборе мишени. При этом переход от дейтериевой к другим дейтерийсодержащим мишеням ведет к уменьшению приведенной длины пробега в  $c_D (\sum_i c_i Z_i^2)^{-1}$  раз, где  $c_i$  — концентрация и  $Z_i$  — заряд ядра для  $i$ -й компоненты. Как уже отмечалось ранее, для мишеней, содержащих молекулы  $CD_4$  и  $D_2O$ , этот фактор равен соответственно 10 и 33.

Проведенный анализ показывает возможность создания источника нейтронов при импульсном возбуждении дейтерийсодержащей мишени. Эффективность образования нейтронов в процессе релаксации быстрых дейтронов тем выше, чем выше начальная энергия дейтронов. Тем не менее вероятность вступления в термоядерную реакцию отдельного дейтрона относительно мала, так что при импульсном возбуждении дейтерийсодержащей мишени критерий Лоусона не выполняется. Поэтому рассматриваемые импульсные системы могут быть использованы только в качестве источников нейтронов.

#### 4.2. Термоядерная реакция в результате лазерного облучения кластерного пучка

При возбуждении пучка дейтериевых кластеров ультракоротким лазерным импульсом система может использоваться в качестве компактного источника нейтронов [65–67, 147–149]. При этом эволюция кластерной плазмы подобна ранее рассмотренному случаю использования кластерной плазмы в качестве рентгеновского источника. Действительно, после облучения пучка кластеров дейтерия лазерным импульсом электроны кластера покидают его, так что высокий электрический потенциал оставшейся системы ионов под действием нескомпенсированного заряда заставляет кластер расширяться. Особенно высокий потенциал создается на поверхности кластера, и соответственно ионы на поверхности кластера обладают наиболее высокой энергией. Эти ионы способны вступить в термоядерную реакцию после разлета плазмы. Конечно, такая схема упрощает реальную ситуацию, и экспериментальные исследования позволяют представить более полную картину эволюции дейтериевой кластерной плазмы, включив в нее дополнительные процессы. Ограничиваясь качественными представлениями о процессах, сопровождающих генерацию нейтронов, мы возьмем за основу представленную картину эволюции дейтериевой кластерной плазмы.

Энергия ионов, находящихся на поверхности кластера, после расширения кластера определяется электри-

**Таблица 13.** Параметры лазерного инициирования термоядерной реакции для кластерной мишени

Мишень	$E$ , Дж	$I$ , Вт см <sup>-2</sup>	$\tau$ , фс	$n$	$T_{\text{эф}}$ , кэВ	Литература
D <sub>2</sub>	0,12	$2 \times 10^{16}$	35	$1 \times 10^4$	6	[147]
D <sub>2</sub>	10	$2 \times 10^{20}$	100	$2 \times 10^6$	7	[150]
CD <sub>4</sub>	0,8	$2 \times 10^{17}$	35	$7 \times 10^3$	6	[67]
CD <sub>4</sub>	2,5	$4 \times 10^{19}$	100	$1 \times 10^5$	8	[154]
D <sub>2</sub> O	0,6	$12 \times 10^{19}$	35	$6 \times 10^3$	8	[151]

*Примечание.* В колонке "мишень" указан химический состав используемых кластеров,  $I$  — интенсивность лазерного импульса с длиной волны  $\sim 0,8$  мкм,  $E$ ,  $\tau$  — энергия и длительность импульса соответственно,  $n$  — число генерируемых нейтронов на импульс,  $T_{\text{эф}}$  — эффективная температура ускоренных дейтронов.

ческим потенциалом на поверхности заряженного кластера и может достигать десятков килоэлектронвольт. Последующие столкновения энергичных дейтериевых ионов на стадии развития плазмы, когда после разлета кластеров она становится однородной, могут привести к термоядерной реакции с участием этих ионов. Такая схема не позволяет построить термоядерный реактор, поскольку критерий Лоусона для параметров рассматриваемой плазмы оказывается на четыре-пять порядков ниже порогового значения этого критерия для самоподдерживающейся термоядерной реакции. Таблица 13 дает параметры некоторых экспериментов с генерацией нейтронов при облучении пучка кластеров ультракоротким мощным лазерным импульсом. Как следует из данных этой таблицы, облучение пучка дейтериевых или дейтерийсодержащих кластеров ведет к термоядерной реакции с генерацией нейтронов. При этом эффективная температура  $T_{\text{эф}}$  ускоренного сгустка дейтронов получена в предположении, что ускоренные дейтроны характеризуются максвелловским распределением по энергиям с вероятностью образования нейтронов согласно данным табл. 11.

В случае генерации нейтронов из пучка дейтериевых кластеров сначала происходит полная ионизация с потерей всех электронов, и быстрые дейтериевые ионы, образующиеся в результате распада заряженного кластера, принимают участие в термоядерной реакции на стадии, когда плазма становится однородной. Эта простая модель позволяет установить зависимость нейтронного выхода от параметров процесса, в частности, от размера кластеров в пучке [138]. Модель в основном согласуется с экспериментальными данными по нейтронному выходу [154] и показывает, что основным параметром процесса является отношение времени полной ионизации кластера к времени его расширения. Согласно этой модели ионы, находящиеся на поверхности кластера, который потерял все электроны, обладают после разлета кинетической энергией  $eQ/R$ , где  $Q \sim R^3$  — заряд кластера радиуса  $R$ . Отсюда следует, что чем больше кластер, тем более эффективно его использование для генерации нейтронов. Однако для этого его необходимо полностью ионизовать, и практически при заданных экспериментальных условиях, в частности, при заданной интенсивности лазерного импульса существует оптимальный размер кластера для генерации нейтронов. Это тем более относится к углерод-дейтериевым кластерам, которые легче получать в силу более высокой температуры кипения кластеров. В

этом случае наряду с атомами дейтерия происходит частичная ионизация атомов углерода, что смещает параметры оптимальных условий.

Тем не менее основным процессом при генерации нейтронов является освобождение электронов, что ведет к зарядке кластера и создает высокий электрический потенциал на его поверхности по отношению к ионам. Эта потенциальная энергия ионов переходит далее в их кинетическую энергию, которая и используется в реакции термоядерного синтеза. Но такая же цепь процессов отвечает и облучению лазерным импульсом дейтериевой поверхности, что также может привести к генерации нейтронов. Более того, эксперимент показывает более высокий по сравнению с дейтериевым кластерным пучком выход нейтронов при облучении углерод-дейтериевой поверхности, где получено свыше  $10^7$  нейтронов в импульсе [152, 153]. Это связано с возможностью использования более длительных импульсов при облучении поверхности.

Энергетические распределения протонов, испускаемых при кулоновском взрыве водородных кластеров, облучаемых фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $6 \times 10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>, регистрировались в работе [107]. Средняя энергия протонов оказалась равной 8,1 кэВ. Спектр протонов хорошо согласуется с простой аналитической моделью для сферического однородного кластера. Максимальная энергия испущенных протонов определяется как размером кластера, так и величиной интенсивности лазерного излучения.

Группой Дитмайера экспериментально исследовалось [68, 154] влияние длительности лазерного импульса на выход нейтронов при облучении дейтериевых кластеров 100-тераваттными лазерными импульсами. Найдено, что как энергия взрывающегося кластера, так и выход нейтронов при реакции термоядерного синтеза чувствительны к длительности импульса. Показано, что обе величины определяются одним параметром — отношением времени ионизации кластера к характерному времени его расширения. При уменьшении длительности импульса с 1 пс до 100 фс выход нейтронов растет приблизительно в 10 раз. Этот вывод не зависит от энергии лазерного импульса в интервале от 0,1 до 10 Дж.

Энергетические распределения протонов при взрыве водородных кластеров, облучаемых интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами (интенсивность  $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>, длительность 65 фс), исследовались в экспериментах [114]. Обнаружена линейная зависимость максимальной и средней кинетической энергии протонов от квадрата радиуса кластера. Это однозначно свидетельствует о чисто кулоновском механизме взрыва. Показано, что такой механизм доминирует, если радиус кластера менее 20 Å. Внутренняя ионизация в указанных условиях является полевой надбарьерной.

Рассмотренная модель процессов в кластерной плазме при генерации нейтронов, когда ионы кластера приобретают энергию в результате разлета ионов заряженного кластера, конечно, является упрощенной и грубой. Об этом свидетельствуют различные аспекты экспериментальных исследований. Действительно, измерение углового распределения нейтронов, образующихся при облучении кластеров дейтерия D<sub>2</sub> и дейтерированного метана CD<sub>4</sub> [155, 157], показывает небольшую анизотропию в направлениях вылета нейтронов. Это

подтверждает комплексность лазерной кластерной плазмы, и то, что ее эволюция не описывается простыми моделями. Такой вывод также следует из зависимости выхода нейтронов от формы лазерного импульса при его мощности порядка  $10^{14}$  Вт [68].

Анизотропия взрыва водородных кластеров была также обнаружена группой Дитмайера [156] при облучении таких кластеров интенсивными лазерными импульсами с длительностью от 40 до 200 фс. В противоположность предсказаниям простой модели кулоновского взрыва наблюдался преимущественный выход высокоэнергетичных протонов вдоль направления поляризации лазерного излучения. Это объясняется вакуумным механизмом нагрева электронов лазерным полем (механизмом Брюнеля). Подобные результаты получены при возбуждении кластеров, состоящих из смеси легких (дейтерий) и тяжелых атомов, интенсивным фемтосекундным лазерным импульсом [102]. При этом роль тяжелых атомов сводилась к тому, чтобы усилить кулоновский взрыв кластера и увеличить вероятность термоядерной реакции слияния ядер дейтерия друг с другом. Экспериментально это было подтверждено для смеси дейтерия и метана в кластерах.

Угловые распределения нейтронов, образующихся при термоядерной реакции, сопутствующей взрыву дейтериевых кластеров (а также кластеров из молекул  $CD_4$ ), облучаемых тераваттными лазерными импульсами с длительностью 40 фс, исследовались экспериментально группой Дитмайера [157]. Наблюдалась небольшая анизотропия в выходе нейтронов. Она объяснялась анизотропией дифференциального сечения реакции слияния двух дейтронов с образованием нейтронов и ядра  $^3He$ .

Наблюдаемая анизотропия углового распределения образующихся нейтронов при облучении пучка кластеров интенсивным лазерным импульсом подчеркивает сложный характер процессов, сопутствующих генерации нейтронов. Поскольку выход нейтронов определяется быстрыми дейтериевыми ионами, представляют интерес различные механизмы их ускорения. Судя по экспериментальным результатам, важную роль в ускорении дейтериевых ионов играют коллективные явления, как и специфические эффекты взаимодействия атомных систем с сильной электромагнитной волной. При этом характер процессов существенно зависит не только от интенсивности лазерного импульса, но и от размера мишени, поскольку при облучении больших кластеров, как и дейтериевой поверхности, ответственные за термоядерную реакцию процессы развиваются в поверхностном слое или вблизи поверхности.

Специфический характер взаимодействия лазерного импульса с кластерным пучком следует из экспериментальных исследований очень больших кластеров или капель, содержащих дейтерий. Примером этого являются исследования эволюции капель тяжелой воды диаметром 20 мкм, возбуждаемых лазерным импульсом длительностью 40 фс и интенсивностью вплоть до  $10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup> [158]. Показано, что нейтроны в основном вылетают в направлении распространения лазерной волны. Полный выход нейтронов заметно меньше, чем при использовании пучка дейтериевых кластеров, и составляет в среднем 1200 нейтронов за импульс. Уменьшение размера капли до 150 нм ведет к увеличению выхода нейтронов до  $6 \times 10^3$  за импульс [159]. Кроме того, специфический характер спектра (с провалами)

высокоэнергетичных дейтериевых ионов с энергией до 1 МэВ свидетельствует о важной роли коллективных процессов в эволюции рассматриваемой кластерной плазмы. Измерение спектра нейтронов при облучении капель тяжелой воды лазерным импульсом с интенсивностью  $3 \times 10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup> [160] указывает на существование двух источников для ускорения дейтериевых ионов: за счет действующей на ион пондеромоторной силы под действием поля лазерной волны, а также вследствие неоднородности электромагнитного поля вблизи фокуса лазерного луча.

Выход нейтронов в результате реакции термоядерного синтеза между дейтронами исследовался в работе [160] при облучении микрокапель тяжелой воды лазерными фемтосекундными импульсами с интенсивностью  $3 \times 10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup>. В качестве механизма нагрева дейтронов предлагается механизм разделения зарядов, при котором вначале электроны ускоряются в лазерном поле под действием пондеромоторной силы до энергий порядка мегаэлектронвольт, создавая конденсатор. Затем дейтроны движутся вслед за электронами, ускоряясь электрическим полем конденсатора и приобретая такую же энергию, как и электроны.

Характеристики взрыва отдельных микрокапель тяжелой воды диаметром 0,2 мм при облучении лазерным импульсом с длительностью 40 фс и пиковой интенсивностью  $10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup> исследовались в экспериментальной работе [160]. Наблюдалось всего 1200 нейтронов за один лазерный импульс как продукт термоядерной реакции слияния ядер дейтерия в тяжелой воде. Такое малое число нейтронов объяснялось тем, что дейтроны при взрыве микрокапли летят во все стороны. При уменьшении размера микрокапель до 150 нм и образовании из них направленного потока кластеров выход нейтронов увеличивался до 6300 нейтронов за импульс, что объясняется направленностью движения кластеров.

Следует отметить, что рассмотренная выше основная схема возбуждения дейтронов при облучении кластерного пучка лазерным импульсом, которая состоит в первоначальной ионизации кластера и последующем распаде заряженного кластера с ускорением поверхностных ионов за счет электрического потенциала кластера, может в большей или меньшей степени служить основой для понимания процессов ускорения дейтронов. Последующее включение в эту схему коллективных процессов и специфических эффектов взаимодействия с сильной электромагнитной волной создает разнообразие режимов ускорения дейтронов при облучении лазерным импульсом как кластерного пучка, так и поверхности твердого тела. Далее мы представим некоторые механизмы рассматриваемого взаимодействия, полученные при анализе экспериментальных данных и результатов компьютерного моделирования.

Ласт и Йортнер рассмотрели теоретически [161] термоядерные реакции при кулоновском взрыве полностью ионизированных кластеров  $(NH_3)_n$  и  $(CH_4)_n$ . Эти термоядерные реакции имеют место при столкновении протонов с атомными ядрами углерода, азота и кислорода. Подобные реакции идут в горячих звездах, являясь источниками термоядерной энергии. Электроны полностью удаляются из кластеров с радиусами от 30 до 70 нм при интенсивности фемтосекундного лазерного излучения, превышающей  $10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup>. Энергия протонов при этом составляет около 3 МэВ, а энергия тяжелых



ядер порядка 30 МэВ. В более подробной работе тех же авторов [162] методом молекулярной динамики проведены расчеты энергий электронов и дейтронов при кулоновском взрыве дейтериевых кластеров с числом молекул дейтерия от 250 до нескольких миллионов в лазерных полях с интенсивностью  $10^{15} - 10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup> и длительностью импульса 25–50 фс. Из численных расчетов следует, что для больших дейтериевых кластеров (с числом частиц порядка  $5 \times 10^6$  и радиусом 330 Å) имеет место сильное поглощение лазерного излучения в скин-слое, размер которого оказывается меньше радиуса дейтериевого кластера.

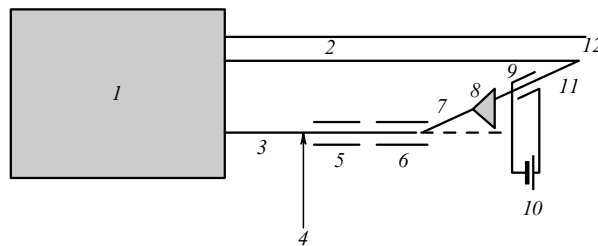
В работе [163] анализируется генерация и лазерное ускорение дейтронов с весьма близкими энергиями (разброс кинетических энергий составляет около 2 МэВ). Такой квазиэнергетический пик наблюдался при облучении микрокапель тяжелой воды лазерными импульсами с длительностью 40 фс и пиковой интенсивностью  $10^{19}$  Вт см<sup>-2</sup>. Результаты объясняются простой моделью, в которой имеет место пространственное разделение дейтронов и ядер кислорода.

Исследование генерации нейтронов при возбуждении пучка дейтерийсодержащих кластеров лазерным импульсом позволяет составить представление о характере возбуждения кластеров и эволюции образующейся кластерной плазмы в плане генерации быстрых дейтронов. При этом быстрые дейтроны образуются при кулоновском взрыве заряженного кластера, который может сопровождаться разнообразными эффектами коллективного движения заряженных частиц и их взаимодействия с сильным электромагнитным полем.

#### 4.3. Образование нейтронов при столкновении дейтериевых кластерных пучков

Столкновение быстрых дейтериевых атомов или ионов, обладающих энергией порядка 100 кэВ, с дейтериевой материей ведет к генерации нейтронов (см. табл. 12). Мишенью для этого процесса могут быть дейтериевый кластер, капля или частица, а также дейтериевая пленка. В случае любой из этих мишеней нейтроны образуются в процессе торможения дейтериевых ионов, которые упруго рассеиваются на ионах мишени. Взаимодействие быстрых ионов с электронной подсистемой мишени, которое определяет торможение ионов в мишени, содержащей тяжелые атомы, в данном случае несущественно. Поэтому длина пробега дейтериевого иона в дейтериевой мишени становится относительно большой (см. табл. 12). Это влияет на схему рассматриваемого генератора нейтронов, в котором пучок ускоренных дейтериевых кластеров направляется на мишень, так что термоядерная реакция может произойти, пока быстрые дейтроны не потеряли свою энергию.

Определим сначала параметры мишени. Очевидно, плотность атомов дейтерия одинакова для разных видов мишеней, поскольку атомная структура определяется в основном взаимодействием ближайших молекул. Она также почти одинакова для твердого водорода и твердого дейтерия, и мы будем основываться на плотности твердого водорода, которая составляет 0,076 г см<sup>-3</sup> согласно [164]. Это соответствует плотности протонов в твердом водороде  $N_0 = 4,6 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, и такой же мы возьмем плотность дейтериевых атомов в твердом дейтерии. Радиус Вигнера–Зейтца для кластера в этом случае равен  $r_W = 1,7$  Å. Таблица 12 содержит значения



**Рис. 11.** Схема генерации нейтронов при столкновении двух кластерных пучков дейтерия: 1 — контейнер с газообразным дейтерием для генерации кластерных пучков; 2 — широкий пучок медленных кластеров дейтерия; 3 — узкий пучок кластеров дейтерия; 4 — электронный пучок для ионизации кластеров ксенона; 5 — коллектор электронов; 6 — слабое электрическое поле для отклонения заряженного кластерного пучка; 7 — пучок заряженных кластеров; 8 — скиммер; 9 — промежуток для ускорения заряженных кластеров; 10 — источник сильного импульсного электрического поля; 11 — ускоренный пучок заряженных кластеров; 12 — область термоядерной реакции, где ускоренные кластеры сталкиваются с плотным пучком медленных кластеров.

длины свободного пробега быстрых дейтронов в дейтериевой мишени.

Отметим, что характер термоядерного процесса одинаков при использовании как быстрых ионов дейтерия, так и их быстрых кластеров. Поэтому преимущество использования кластеров состоит только в возможности подогнать параметры кластера под параметры ускоряющего их источника энергии. Рассмотрим характер создания быстрого пучка дейтериевых кластеров, используемых для проведения термоядерной реакции. Возьмем за основу кинетическую энергию отдельных дейтронов, равную 100 кэВ, что соответствует скорости дейтронов и их кластеров  $v_d = 2,4 \times 10^8$  см с<sup>-1</sup>. Отметим, что скорость звука в дейтерии при комнатной температуре порядка  $10^5$  см с<sup>-1</sup>. Будем ориентироваться на импульсный генератор электрического поля [165]; возьмем потенциал электрического поля  $U = 3$  МВ и напряженность поля  $F = 10^6$  В см<sup>-1</sup>. Это соответствует расстоянию между пластинами генератора  $L = 3$  см. Кластеры ускоряются в пространстве между пластинами, причем характерное время ускорения  $t \approx 20$  нс, что соответствует длительности импульса напряжения в соответствии с параметрами рассматриваемого источника [165]. К этому добавим, что мощность генерируемых сигналов относительно мала.

Ускоренный пучок дейтериевых кластеров направляется на мишень, которой служит плотный пучок дейтериевых кластеров (рис. 11), дейтериевая капля или дейтериевая пленка; здесь происходит термоядерный процесс (4.1). Предварительно кластеры пучка заряжаются при пересечении его слабым электронным пучком с заданными параметрами [134]. Эта стандартная схема позволяет приготовить для ускорения пучок кластеров заданного размера и заряда [134]. В рассматриваемом случае для получения каждым дейтроном кинетической энергии 100 кэВ при напряжении между ускоряющими платами  $U = 3$  МВ необходимо, чтобы однократно заряженный кластер содержал 30 дейтериевых атомов или 15 дейтериевых молекул. Такое малое число атомов в кластере может быть достигнуто при использовании сопла малого размера и предварительного ускорения дейтериевого газа [166].

Определим плотность ускоряемых кластеров из условия, что напряженность электрического поля, создаваемого нескомпенсированным зарядом кластеров, меньше напряженности электрического поля источника. Согласно уравнению Пуассона имеем, что плотность элементарных зарядов в промежутке  $N_{cl}$  связана с напряженностью создаваемого этими зарядами электрического поля  $F$  соотношением

$$N_{cl} = \frac{F}{2\pi\epsilon L}, \quad (4.12)$$

где  $F = 10^6$  В см<sup>-1</sup> — напряженность электрического поля внутри ускоряющего промежутка. Отсюда получаем для плотности заряженных кластеров  $N_{cl} \sim 2 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует плотности ускоряемых дейтронов  $N_d \sim 1 \times 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Отметим, что уменьшение расстояния между электродами ведет к увеличению предельной плотности заряженных кластеров, но сохраняет их полное число при заданном поперечном сечении промежутка. В частности, взяв ускоряющий промежуток в виде цилиндра радиусом  $r = 1$  мм, получим полное число ускоряемых дейтронов  $n \sim 10^{12}$  (их вес составляет порядка 0,3 нг). Для ускорения этих дейтронов требуется вложить электрическую энергию, равную 3 мДж, что соответствует мощности в импульсе 200 кВт. При энергии дейтронов  $\epsilon = 100$  кэВ это ведет к генерации  $10^6$  нейтронов в импульсе. Конечно, это завышенная величина, поскольку при получении данной оценки использованы предельные значения параметров. Тем не менее она дает представление о масштабах процесса генерации нейтронов.

Рассмотрим случай, когда в качестве мишени для ускоренного пучка заряженных дейтериевых кластеров используется плотный пучок дейтериевых кластеров (см. рис. 9). Считая в соответствии с [137, 138] и на основании данных табл. 10 плотность связанных дейтериевых атомов в кластерном пучке равной  $5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, получим при энергии ускоренного пучка 100 кэВ на дейтрон длину пробега отдельного дейтрона в плотном кластерном пучке, равную 7 см. Как видно, плотный кластерный пучок может быть использован в качестве мишени, если кластерные пучки сталкиваются под малым углом. Заметим, что на указанной длине отдельный дейтрон полностью тормозится, тогда как основной вклад в генерацию нейтронов дает малое изменение начальной энергии дейтрона, т.е. длина пробега по отношению к генерации нейтронов заметно меньше. В частности, при прохождении малых заряженных кластеров с энергией 100 кэВ на дейтрон половина нейтронов образуется на расстояниях менее 3 см. К этому добавим, что для кластерной мишени со средним числом атомов в кластере  $n = 3 \times 10^4$ , в соответствии с лазерным экспериментом [148, 68], длина пробега ускоренного кластера по отношению к столкновению с кластером в плотном пучке составляет около 7 мкм (радиус кластера  $R = 5,4$  нм соответствует сечению столкновения с ним  $\sigma = 9 \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup>).

Остановимся на следующей особенности рассматриваемого метода генерации нейтронов. При столкновении дейтериевого кластера с дейтериевой мишенью, в качестве которой мы рассматриваем плотный кластерный пучок, ускоренный кластер разбивается на отдельные дейтроны, которые рассеиваются на мишени незави-

симо. Тем самым механизм процесса одинаков в случае пучка дейтериевых кластеров и пучка дейтериевых ионов, так что возникает естественный вопрос: чем для данной проблемы кластерный пучок лучше пучка дейтериевых ионов. Укажем три обстоятельства. Во-первых, импульсный источник энергии имеет определенное напряжение (в рассматриваемом случае 3 МВ), и это напряжение следует преобразовать для ускорения дейтериевых ионов. В случае кластерных пучков это осуществляется выбором подходящего размера кластера. Во-вторых, предельный заряд пучков, одинаковый в обоих случаях, дает одинаковую предельную плотность заряда, но число используемых дейтронов в кластерном пучке больше, чем при использовании пучка атомных ионов дейтерия. В-третьих, время жизни пучка заряженных кластеров относительно разлета в поперечном направлении под действием поля нескомпенсированного заряда больше, чем для атомных ионов из-за большой массы кластеров. Все эти обстоятельства делают кластерный метод генерации нейтронов более привлекательным по сравнению с использованием пучка атомных ионов.

Выход нейтронов при столкновении кластерных пучков сравним с выходом при лазерном возбуждении дейтериевого кластерного пучка, где использование лазерного источника с интенсивностью импульса  $2 \times 10^{20}$  Вт см<sup>-2</sup>, длиной волны 800 нм и длительностью импульса в интервале 100 фс–1 пс дает число генерируемых нейтронов в одном импульсе, равное  $10^6$ , при средней энергии дейтронов в образующейся наноплазме около 10 кэВ [148, 68]. Средний радиус кластеров составлял примерно 5 нм ( $3 \times 10^4$  дейтронов на кластер). При этом образование нейтронов наблюдалось в течение 1,5 нс после прекращения импульса, а максимальная скорость образования нейтронов — через 0,7 нс после окончания лазерного импульса [66]. Время удвоения радиуса кластера при его распаде составляло 20 фс [65], т.е. термоядерная реакция с генерацией нейтронов протекала в основном в однородной плазме. Типичное время расширения этой плазмы в окружающее пространство порядка 1 нс.

Проведенный анализ показывает, что современные импульсные генераторы высоких напряжений обеспечивают генерацию нейтронов при столкновении кластерных пучков, один из которых ускорен в импульсном электрическом поле. Этот метод имеет аналогию с лазерным методом, использующим лазерное облучение кластерного пучка. Однако в лазерном методе для генерации нейтронов используется энергия лазерного импульса, тогда как в случае столкновения кластеров это происходит за счет кинетической энергии ускоренного пучка кластеров. Кроме того, данные методы используют разную экспериментальную технику и поэтому являются альтернативными. Конкуренция этих методов генерации нейтронов будет определяться развитием соответствующей экспериментальной базы.

## 5. Заключение

Новая экспериментальная техника рождает принципиально новые подходы к исследованию атомной материи. Предыдущие поколения физиков не могли мечтать о лабораторном инструменте, который позволял бы создавать электрические поля, превышающие атомные. Анализ взаимодействия таких полей с атомной материей

основан на новых концепциях в понимании протекающих при этом процессов, и это является содержанием современной физики, что, в свою очередь, создает основу для решения принципиально новых проблем.

Конечно, прототипы современной аппаратуры существуют достаточно давно. В частности, генераторы Ван-дер-Граафа, возникшие в тридцатых годах XX века, являются аналогами рассмотренных выше импульсных источников напряжения, позволяющих получать мегавольтные напряжения. Однако импульсные генераторы электрической энергии [165] основаны на других принципах — они работают в предпробойном режиме, т.е. по определению они являются импульсными наносекундными и пикосекундными приборами. В результате такие приборы становятся лабораторными и относительно маломощными по сравнению с генераторами Ван-дер-Граафа, имеющими метровые размеры. Вместе с тем, они являются и более эффективными и требуют специальной области применений. Генерация нейтронов является одной из них.

Новая экспериментальная техника стимулирует развитие новых приложений. Рассмотренные выше фемтосекундные источники рентгеновского излучения и нейтронов следует сравнить с современными аналогами таких приборов. Стандартные рентгеновские источники, использующие пучки электронов с энергией в десятки килоэлектронвольт, как более дешевые, являются привлекательными для многих медицинских применений. Тем не менее рассмотренные выше методы позволяют создать более эффективные источники рентгеновского излучения и источники с другими спектральными характеристиками. Действительно, излучение в стандартных рентгеновских источниках создается переходами между дискретными состояниями на внутренних оболочках атомов, т.е. спектр излучения состоит из ряда слабо уширенных характеристических линий. Спектр излучения рассматриваемых выше систем определяется излучением горячей плазмы и является более широким. Он может быть изменен заменой буферного газа. Это обстоятельство, а также более высокая эффективность преобразования энергии определяют направления применения рассматриваемых приборов.

Таким образом, развитие экспериментальной техники является тем локомотивом, который тянет за собой исследование новых свойств атомной материи, что приводит к новым приложениям. Не случайно кластеры оказались удобным объектом при использовании новых источников энергии. По своей сути рассматриваемые подходы ведут к экстремальному возбуждению атомной материи, тогда как сама вкладываемая энергия относительно невелика. При таких масштабах вкладываемой энергии кластеры, имея весьма малые атомные размеры, являются подходящими для этой цели объектами.

Отметим еще одну особенность рассматриваемых экспериментов. Чтобы достичь более высоких выходных параметров, необходимо использовать специальные материалы, которые работают при экстремальных нагрузках. Тем самым рассматриваемая экспериментальная техника является дорогостоящей не только при изготовлении, но и в эксплуатации. Неудивительно поэтому, что, в частности, существующие лазерные установки (см. табл. 1), которые позволяют создавать сверхатомные поля, имеются только в высокоразвитых

странах. Эти же страны будут впоследствии обладать и новой технологией, и большие вложения в создание новой экспериментальной базы одновременно обеспечивают и развитие новой технологии. В дальнейшем эти страны будут, в частности, владеть новой литографической технологией для производства элементов микро- и нанoeлектроники. К сожалению, отношение к науке в России в последние пятнадцать лет не позволяет включить ее разработки в список, представленный в табл. 1, т.е. такая политика исключает Россию из числа высокоразвитых стран.

Данная работа частично поддержана РФФИ (гранты 06-02-16146-а и 07-02-00080а).

## Список литературы

1. Ditmire T et al. *Phys. Rev. A* **53** 3379 (1996)
2. Ditmire T et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** 2825 (1998)
3. Miura E et al. *Appl. Phys.* **B 70** 783 (2000)
4. Стенц К и др. *Квантовая электроника*. **30** 721 (2000)
5. Junkel-Vives G C et al. *Phys. Rev. A* **64** 021201 (2001)
6. Mori M et al. *J. Appl. Phys.* **90** 3595 (2001)
7. Скобелев И Ю и др. *ЖЭТФ* **121** 1124 (2002)
8. Ter-Avetisyan S et al. *Phys. Rev. E* **64** 036404 (2001)
9. Schnürer M et al. *Eur. Phys. J. D* **14** 331 (2001)
10. Крайнов В П, Смирнов М Б *УФН* **170** 969 (2000)
11. Krainov V P, Smirnov M B *Phys. Rep.* **370** 237 (2002)
12. Rühl E *Int. J. Mass Spectrom.* **229** 117 (2003)
13. Saalmann U, Siedschlag Ch, Rost J M *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** R39 (2006)
14. Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1945 (1964)
15. Delone N B, Krainov V P *Multiphoton Processes in Atoms* 2nd ed. (Berlin: Springer, 2000)
16. Bethe H A, Salpeter E E *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Berlin: Springer, 1957)
17. Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley: Univ. of California Press, 1981)
18. Smirnov M B, Krainov V P *Phys. Rev. A* **69** 043201 (2004)
19. Smirnov M B *Clusters and Small Particles: in Gases and Plasmas* (New York: Springer, 2000)
20. Smirnov M B, Becker W *Phys. Rev. A* **69** 013201 (2004)
21. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Наука, 1973)
22. Smirnov M B, Becker W *Phys. Rev. A* **74** 013201 (2006)
23. Kumarappan V, Kim K Y, Milchberg H M *Phys. Rev. Lett.* **94** 205004 (2005)
24. Saalmann U, Rost J M *Phys. Rev. Lett.* **91** 223401 (2003)
25. Taguchi T, Antonsen T M (Jr.), Milchberg H M *Phys. Rev. Lett.* **92** 205003 (2004)
26. Döppner T et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 013401 (2005)
27. Liu J et al. *Phys. Rev. A* **73** 033201 (2006)
28. Sumeruk H A et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 045001 (2007)
29. Belkacem M et al. *Phys. Rev. A* **73** 051201(R) (2006)
30. Mulser P, Kanapathipillai M, Hoffmann D H *Phys. Rev. Lett.* **95** 103401 (2005)
31. Mulser P, Kanapathipillai M *Phys. Rev. A* **71** 063201 (2005)
32. Fomichev S V et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** 3817 (2003)
33. Fomichev S V et al. *Phys. Rev. A* **71** 013201 (2005)
34. Popruzhenko S V, Zaretsky D F, Becker W *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 4933 (2006)
35. Gupta A, Antonsen T M (Jr.), Milchberg H M *Phys. Rev. E* **70** 046410 (2004)
36. Kim K Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 023401 (2003)
37. Petrov G M et al. *Phys. Rev. E* **71** 036411 (2005)
38. Kim H-Y et al. *Phys. Rev. A* **72** 053201 (2005)
39. Jungreuthmayer C et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 133401 (2004)
40. Fukuda Y et al. *Phys. Rev. A* **73** 031201(R) (2006)

41. Gavrilenko V P et al. *Phys. Rev. A* **73** 013203 (2006)
42. Sakabe S et al. *Phys. Rev. A* **74** 043205 (2006)
43. Last I, Jortner J *Phys. Rev. A* **60** 2215 (1999)
44. Martchenko T et al. *Phys. Rev. A* **72** 053202 (2005)
45. Micheau S et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** 3405 (2005)
46. Gets A V, Krainov V P *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** 1787 (2006)
47. Bornath Th, Hilse P, Schlanges M *Laser Phys.* **17** 591 (2007)
48. Fukuda Y, in *Topical Problems of Nonlinear Wave Physics (NWP-2005), Proc. of Intern. Symp., St.-Petersburg–Nizhny Novgorod, Russia, August 2–9, 2005* (Proc. SPIE, Vol. 5975, Ed. A M Sergeev) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2006)
49. Kundu M, Bauer D *Phys. Rev. A* **74** 063202 (2006)
50. Bauer D, Mulser P *Phys. Plasmas* **14** 023301 (2007)
51. Kidun O, Bauer D *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 779 (2007)
52. Bauer D *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **37** 3085 (2004)
53. Ramunno L, Jungreuthmayer C, Brabec T *Laser Phys.* **17** 618 (2007)
54. Jungreuthmayer C et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** 3029 (2005)
55. Ditmire T et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3122 (1995)
56. Ditmire T et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 166 (1997)
57. Smirnov M B *ЖЭТФ* **124** 48 (2003)
58. Smirnov M B *Phys. Scripta* **107** 149 (2004)
59. Ditmire T et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 3121 (1997)
60. Lei A et al. *Chinese Phys.* **9** 432 (2000)
61. Borisov A B et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** L113 (1996)
62. Parra E et al. *Phys. Rev. E* **62** R5931 (2000)
63. Adoui L et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **205** 341 (2003)
64. Kubiak G D et al. *OSA Trends Opt. Photonics Ser. Extreme Ultraviolet Lithography* **4** 66 (1996)
65. Zweiback J et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 2634 (2000)
66. Zweiback J et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 3640 (2000)
67. Grillon G et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 065005 (2002)
68. Madison K W et al. *Phys. Plasmas* **11** 270 (2004)
69. Symes D R et al. *Chinese Phys. Lett.* **23** 2956 (2006)
70. Sakabe S et al. *Phys. Rev. A* **69** 023203 (2004)
71. Liu C S, Tripathi V K *Phys. Plasmas* **10** 4085 (2003)
72. Fukuda Y et al. *Phys. Rev. A* **67** 061201 (2003)
73. Issac R C et al. *Phys. Plasmas* **11** 3491 (2004)
74. Hansen S B et al. *Phys. Rev. E* **71** 016408 (2005)
75. Жарова Н А, Литвак А Г, Миронов В А *ЖЭТФ* **128** 844 (2005)
76. Milchberg H M, McNaught S J, Parra E *Phys. Rev. E* **64** 056402 (2001)
77. Kim K Y et al. *Phys. Plasmas* **11** 2882 (2004)
78. Kim K Y et al. *Phys. Rev. A* **71** 011201(R) (2005)
79. Добош С и др. *Письма в ЖЭТФ* **68** 454 (1998)
80. Larsson J, Sjögren A *Rev. Sci. Instrum.* **70** 2253 (1999)
81. Добош С и др. *ЖЭТФ* **115** 2051 (1999)
82. Honda H et al. *Phys. Rev. A* **61** 023201 (2000)
83. Аугусте Т и др. *Письма в ЖЭТФ* **72** 54 (2000)
84. Моcek Т et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 1819 (2000)
85. Ter-Avetisyan S et al. *J. Appl. Phys.* **94** 5489 (2003)
86. Моcek Т et al. *Phys. Rev. E* **62** 4461 (2000)
87. Abdallah J (Jr.) et al. *Phys. Rev. A* **63** 032706 (2001)
88. Abdallah J (Jr.) et al. *Phys. Rev. A* **68** 063201 (2003)
89. Rozet J P *Phys. Scripta* **92** 113 (2001)
90. Sobelman I I *Atomic Spectra and Radiative Transitions* (Berlin: Springer-Verlag, 1979)
91. Lisitsa V S *Atoms in Plasmas* (Berlin: Springer-Verlag, 1994)
92. Pal'chikov V G, Shevelko V P *Reference Data on Multicharged Ions* (Berlin: Springer-Verlag, 1995)
93. Zatsarinny O et al. *Astron. Astrophys.* **426** 699 (2004)
94. Sobelman I I, Vainshtein L A, Yukov E A *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines* (Berlin: Springer-Verlag, 1981)
95. Junkel-Vives G C et al. *Phys. Rev. E* **65** 036410 (2002)
96. Last I, Jortner J *J. Phys. Chem. A* **106** 10877 (2002)
97. Flambaum V V et al. *Phys. Rev. A* **66** 012713 (2002)
98. Vaeck N, Kylstra N J *Phys. Rev. A* **65** 062502 (2002)
99. Brody T A et al. *Rev. Mod. Phys.* **53** 385 (1981)
100. Deiss C et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 013203 (2006)
101. Peano F, Fonseca R A, Silva L O *Phys. Rev. Lett.* **94** 033401 (2005)
102. Hohenberger M et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 195003 (2005)
103. Dorchie F et al. *Phys. Rev. E* **71** 066410 (2005)
104. Li H et al. *Phys. Rev. A* **74** 023201 (2006)
105. Mijoule V, Lewis L J, Meunier M *Phys. Rev. A* **73** 033203 (2006)
106. Isla M, Alonso J A *Phys. Rev. A* **72** 023201 (2005)
107. Krainov V P, Smirnov B M *ЖЭТФ* **132** (9) (2007)
108. Siedschlag C, Rost J M *Phys. Rev. A* **67** 013404 (2003)
109. Li S H *Acta Phys. Sinica* **54** 636 (2005)
110. Kumarappan V, Krishnamurthy M, Mathur D *Phys. Rev. A* **67** 043204 (2003)
111. Костенко О Ф, Андреев Н Е *Физ. плазмы* **33** 556 (2007)
112. Islam M R, Saalman U, Rost J M *Phys. Rev. A* **73** 041201(R) (2006)
113. Jha J, Mathur D, Krishnamurthy M *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** L291 (2005)
114. Chen G et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 445 (2007)
115. Schmidt R, Seifert G, Lutz H O *Phys. Lett. A* **158** 231 (1991)
116. Seifert G, Schmidt R, Lutz H O *Phys. Lett. A* **158** 237 (1991)
117. Basbas G, Ritchie R H *Phys. Rev. A* **25** 1943 (1982)
118. Eliezer S, Martinez-Val J M, Deutsch C *Laser Part. Beams* **13** 43 (1995)
119. Bret A, Deutsch C *Fusion Eng. Design* **32–33** 517 (1996)
120. Deutch C et al. *Fusion Technol.* **3** (1) 1 (1997)
121. Zwicknagel G, Deutsch C *Phys. Rev. E* **56** 970 (1997)
122. Bret A, Deutsch C *Nucl. Instrum. Meth. A* **415** 703 (1998)
123. Becker E W, Bier K, Henkes W Z. *Phys.* **146** 333 (1956)
124. Henkes W Z. *Naturforsch. A* **16** 842 (1961)
125. Henkes W Z. *Naturforsch. A* **17** 786 (1962)
126. Hagena O F, Obert W J. *Chem. Phys.* **56** 1793 (1972)
127. Hagena O F *Surf. Sci.* **106** 101 (1981)
128. Hagena O F Z. *Phys. D* **4** 291 (1987); **17** 157 (1990); **20** 425 (1991)
129. Takagi T *Ionized-Cluster Beam Deposition and Epitaxy* (Park Ridge, NJ: Noyes Publ., 1988)
130. Александров М Л, Куснер Ю С *Газодинамические молекулярные, ионные и кластерные пучки* (Л.: Наука, 1989)
131. Haberland H (Ed.) *Clusters of Atoms and Molecules: Theory, Experiment, and Clusters of Atoms* (Springer Series in Chemical Physics, Vol. 52) (Berlin: Springer-Verlag, 1995)
132. Смирнов Б М *УФН* **167** 1169 (1997)
133. Смирнов Б М *УФН* **170** 495 (2000)
134. Смирнов Б М *УФН* **173** 609 (2003)
135. Smirnov B M *Contrib. Plasma Phys.* **44** 558 (2004)
136. Смирнов Б М, в кн. *Энциклопедия низкотемпературной плазмы* Т. 8 (Гл. ред. В Е Фортгов) (М.: Янус-К, 2006)
137. Parks P V et al. *Phys. Rev. A* **63** 063203 (2001)
138. Kishimoto Y, Masaki T, Tajima T *Phys. Plasmas* **9** 589 (2002)
139. Smirnov B M *Письма в ЖЭТФ* **81** 8 (2005)
140. Fermi E, Teller E *Phys. Rev.* **72** 399 (1947)
141. Смирнов Б М *ЖЭТФ* **44** 192 (1963)
142. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
143. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика: Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1974)
144. Bosch H-S, Hale G M *Nucl. Fusion* **32** 611 (1992)
145. Крайнов В П, Смирнов Б М, в кн. *Экстремальное состояние вещества* (Под ред. В Е Фортгова и др.) (Черноголовка: ИПХФ РАН, 2006)
146. Smirnov B M *Physics of Ionized Gases* (New York: John Wiley, 2001)
147. Ditmire T et al. *Nature* **398** 489 (1999)
148. Ditmire T et al. *Phys. Plasmas* **7** 1993 (2000)

149. Hilscher D et al. *Phys. Rev. E* **64** 016414 (2001)
150. Madison K W et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 113 (2003)
151. Ter-Avetisyan S et al. *Phys. Plasmas* **12** 012702 (2005)
152. Norreys P A et al. *Plasma Phys. Contrib. Fusion* **40** 175 (1998)
153. Disdier L et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1454 (1999)
154. Madison K W et al. *Phys. Rev. A* **70** 053201 (2004)
155. Buersegens F et al. *Phys. Rev. E* **74** 016403 (2006)
156. Symes D R et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 123401 (2007)
157. Liu H J et al. *Chinese Phys. Lett.* **24** 494 (2007)
158. Schnürer M et al. *Phys. Rev. E* **70** 056401 (2004)
159. Ter-Avetisyan S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 155006 (2004)
160. Karsch S et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 015001 (2003)
161. Last I, Jortner J *Phys. Rev. Lett.* **97** 173401 (2006)
162. Last I, Jortner J *Phys. Rev. A* **73** 013202 (2006)
163. Ter-Avetisyan S et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 145006 (2006)
164. Emsley J *The Elements* 2nd ed. (Oxford: Clarendon Press, 1991)
165. Месяц Г А, Яландин М И *УФН* **175** 225 (2005)
166. Hagen O F *Rev. Sci. Instrum.* **63** 2374 (1992)

### Femtosecond-excited cluster beams

#### V.P. Krainov

*Moscow Institute of Physics and Technology (State University),  
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow Region, Russian Federation  
E-mail: krainov@online.ru*

#### B.M. Smirnov

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,  
ul. Izhorskaya 13/19, 127412 Moscow, Russian Federation  
Tel./Fax (7-499) 190-42 44*

#### M.B. Smirnov

*Russian Research Center "Kurchatov Institute",  
pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation  
E-mail: smirnov@imp.kiae.ru*

Fast cluster excitation processes occurring under the influence of a high-power ultrashort laser pulse or due to cluster collisions are reviewed, as are mechanisms by which clusters absorb laser pulses and the subsequent evolution of the cluster plasma that forms in the process. The properties of the cluster plasma as an X-ray source are analyzed. A laser-pulse-excited deuterium cluster beam and collisions of an accelerated deuterium cluster beam with a deuterium target (in particular, with a high-density deuterium cluster beam) are analyzed for the nature of the neutron generation process.

PACS numbers: **36.40.-c**, **52.40.Hf**, **52.40.Mj**, **61.46.-w**

Bibliography — 166 references

*Received 1 November 2006, revised 26 February 2007*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **177** (9) 953–981 (2007)

*Physics – Uspekhi* **50** (9) (2007)