

ГЕНЕРАЦИЯ ЛИНЕЙЧАТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АРГОНА, ДОБАВЛЕННОГО В DT-ГАЗ, В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5»

С. А. Бельков*, А. В. Бессараб, А. В. Веселов, В. А. Гайдаш, Г. В. Долголева, Н. В. Жидков, В. М. Изгородин, Г. А. Кириллов, Г. Г. Кочемасов†, Д. Н. Литвин, С. П. Мартыненко, Е. И. Митрофанов, В. М. Муругов, Л. С. Мхитарьян, С. И. Петров, А. В. Пинегин, В. Т. Пунин, Н. А. Суслов

*Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607190, Саров, Нижегородская обл., Россия*

Поступила в редакцию 25 декабря 1997 г.

На установке «Искра-5» проведены первые эксперименты по измерению плотности сжатой смеси дейтерия и трития в микромишениях непрямого облучения (рентгеновских мишенях). Плотность определялась по уширению контуров линий водорода- и гелиеподобного аргона, добавленного в DT-газ в качестве вещества-диагноста. Проведена серия из трех экспериментов с рентгеновскими мишенями, в которых центральная капсула, заполненная смесью DT + Ar, имела различную толщину оболочки. В двух из них были зарегистрированы спектры излучения аргона и определена плотность сжатого газа. Для микромишени, имеющей диаметр ≈ 280 мкм и толщину стенки ≈ 7 мкм, проведенный анализ экспериментальных результатов показал, что плотность сжатого газа может быть оценена как ~ 1 г/см³.

Проведенные газодинамические расчеты по программе СНДП (спектральная неравновесная диффузия с поглощением) показали, что свечение аргона происходит чуть позже момента достижения максимальной температуры, но существенно раньше момента максимального сжатия. Результаты расчета для опыта с малой относительной концентрацией Ar в целом удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Для интерпретации опытов со сравнительно большой концентрацией нужны дополнительные исследования.

1. ВВЕДЕНИЕ

Определение плотности сжатого дейтерий-тритиевого (DT) топлива является одной из труднейших задач в проблеме лазерного термоядерного синтеза. Информацию о параметрах DT-топлива можно получить, анализируя характеристики рентгеновского излучения и термоядерных частиц, выходящих из объема, занятого сжатым и нагретым топливом (см., например, [1]). Эффективный метод определения плотности основан на введении в DT-топливо добавок со средним и большим атомным номером Z и спектроскопии линий ионов вещества диагноста. Практически предпочтение отдается инертным газам (Ne, Ar, Xe) [2-5]. Регистрация плотности DT-смеси базируется на измерении ширины контуров линий, испускаемых H- и He-подобными ионами.

* E-mail: belkov@otd13.vniief.ru

† E-mail: kochemasov@otd13.vniief.ru

Как показывают расчеты [6], в экспериментах на установке «Искра-5» со стеклянными мишенями диаметром ≈ 280 мкм, толщиной стенки 3–7 мкм, помещенными внутрь сферического золотого бокса диаметром 2 мм, достигнуты температуры ионной компоненты DT $T_i \approx 2\text{--}3$ кэВ [7], а электронов $T_e \approx 1\text{--}1.5$ кэВ. При таких температурах в водородо- или гелиеподобных состояниях находится значительное количество ионов Ag. Таким образом, имеется возможность реализовать на установке «Искра-5» метод определения плотности сжатого DT-газа, основанный на спектроскопии ионов Ag.

Для проведения измерений были разработаны спектрометр, регистрирующий линейчатое излучение в диапазоне $\approx 3\text{--}4$ Å с разрешением $\lambda/\Delta\lambda = 10^3$, и технология наполнения оболочек смесью DT и Ag. Ниже представлены результаты первых успешных экспериментов на установке «Искра-5», в которых были зарегистрированы линейчатые спектры He- и H-подобных ионов Ag.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Мишень состоит из медной тонкостенной сферической оболочки, внутренняя поверхность которой покрыта слоем золота толщиной ~ 1 мкм. В экспериментах использовались оболочки диаметром 2 мм с шестью отверстиями диаметром 0.6 мм для ввода лазерного излучения. В центре располагалась стеклянная капсула диаметром 280–300 мкм.

Стеклянная капсула была наполнена смесью Ag (~ 1 атм) и DT (10–20 атм). Наполнение капсулы аргоном проводилось через отверстие, пробиваемое в ней с помощью импульсно-периодического лазера. После заклейки отверстия капсула наполнялась смесью DT путем диффузии [8].

Контроль количества аргона в капсуле осуществлялся либо масс-спектрометрическим, либо рентгенофлуоресцентным методом по возбуждению рентгеновских линий Ag β -излучением трития.

После наполнения капсул и проверки их на наличие аргона и DT-газа они покрывались дополнительным слоем SiO₂ до нужной толщины стенки [9, 10].

Комплекс диагностической аппаратуры установки «Искра-5» подробно описан в работах [7, 11].

Основные результаты экспериментов приведены в табл. 1. Во всех опытах контраст излучения как по энергии, так и по мощности превышал 10^8 . Результаты использования интерференционно-теневого методики свидетельствуют об отсутствии повреждений мишени к моменту прихода моноимпульса.

Изображения мишени, полученные с помощью камеры-обскуры с пространственным разрешением ≈ 25 мкм, за различными фильтрами представлены на рис. 1. Линия визирования камеры-обскуры расположена под углом к оси отверстия для ввода лазерного излучения, поэтому изображение микромишени находится вблизи края этого отверстия. Из рисунка видно, что в опыте № 1 сжатая область имеет круглую форму с колоколообразным распределением яркости (в опытах без добавки Ag сжатая область выглядит как кольцо). Размер сжатой области составляет $\leq 55\text{--}60$ мкм. В опыте № 3 обскурограмма представляет собой ярко светящуюся область, окруженную менее ярким ореолом, причем размер этой области не превышает ≈ 30 мкм. Диаметр ореола составляет те же самые 50–60 мкм, что и в опытах № 1 и № 2.

Таблица 1

№ опыта	\varnothing_{sh} , мкм	ΔR_{sh} , мкм	P_{DT} , атм	E_L , Дж	$\tau_{0.5}$, нс	$\tau_{\gamma\gamma}$, нс	$\tau_{\gamma n}$, нс	N , 10^9	T_{DT} , кэВ
1	296	4	11	6700	0.41	0.45 ± 0.15	0.66 ± 0.2	0.8	—
2	300	6.7	20	7400	0.34	0.58 ± 0.15	0.52 ± 0.12	2.5	2.3
3	272	10	9	7300	0.36	—	—	0.07	—

Обозначения: \varnothing_{sh} , ΔR_{sh} — диаметр стеклянной микросферы и ее толщина соответственно; P_{DT} — давление DT-газа; E_L , $\tau_{0.5}$ — энергия и длительность импульса лазерного излучения, введенного в камеру взаимодействия; $\tau_{\gamma\gamma}$ — задержка начала генерации рентгеновского излучения от сжатого ядра относительно начала генерации рентгеновского излучения на стенке конвертора, $\tau_{\gamma n}$ — задержка начала генерации нейтронов относительно начала генерации рентгеновского излучения на стенке конвертора, N — интегральный нейтронный выход; T_{DT} — температура DT-топлива, определенная по времяпролетной методике.

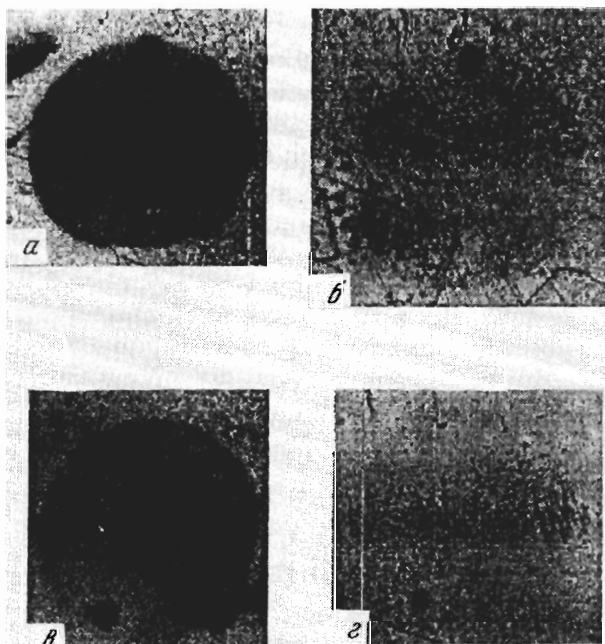


Рис. 1. Обскурограммы центральной капсулы в опыте № 1 (а, б) и № 3 (в, з). Изображения получены за следующими фильтрами: а и в — 20 мкм лавсана, б и з — 10 мкм полипарацетилена + 2.1 мкм Cd

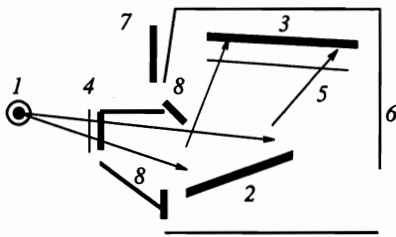


Рис. 2. Схема измерений линейчатого рентгеновского излучения Ag: 1 — мишень; 2 — кристалл Si; 3 — фотопленка УФШ-С; 4 — входной фильтр (Be 20–40 мкм); 5 — фильтр защиты от рассеянного и флуоресцентного рентгеновского и светового излучений (Al 2 мкм); 6 — корпус спектрографа; 7 — фильтр защиты пленки от жесткого излучения (Pb 3 мм); 8 — диафрагмы защиты от рассеянного излучения

Для проведения измерений плотности сжатого ядра по штарковскому уширению линий водородо- и гелиеподобного Ag использовался спектрограф линейчатого рентгеновского излучения на плоском кристалле Si с пространственным разрешением. Схема измерений представлена на рис. 2.

Параметры спектрографа следующие:

обзорность 1.1 \AA (от $2.6\text{--}2.9 \text{ \AA}$ до $3.7\text{--}4.0 \text{ \AA}$ в зависимости от постановки спектрографа в камере);

спектральное разрешение (при размере ядра 50 мкм) $\approx 0.003 \text{ \AA}$ ($\approx 3 \text{ эВ}$) и целиком определяется размером сжатого ядра;

пространственное разрешение $\approx 70 \text{ мкм}$;

коэффициент увеличения 4;

расстояние от мишени до фотопленки 10 см.

На рис. 3 представлены фотоспектрограммы и восстановленные интенсивности рентгеновского излучения для опыта № 1. Для опыта № 2 картина спектра примерно такая же. По оси x на спектрограмме отложен номер элемента в матрице, полученной при оцифровке изображения. Один элемент в этой матрице соответствует 30 мкм на фотопленке, т. е. $\approx 0.00158 \text{ \AA}$.

Зарегистрированные линии отмечены на спектрограммах. Их длины волн равны [\AA]: He_α — 3.949, L_α — 3.722, He_β — 3.366, He_γ — ≈ 3.20 , L_β — 3.155, He_δ — ≈ 3.13 , L_γ — 2.987. Рядом с линиями He_α и He_β наблюдаются сателлиты.

Предварительная обработка спектрограмм показала, что: 1) соотношение интенсивностей линий L_β и He_β приблизительно равно 0.8 в обоих опытах; 2) ширина линии He_β на полувысоте интенсивности в обоих опытах составляет $\approx 20 \text{ м\AA}$ ($\approx 22 \text{ эВ}$); 3) ширина линии L_β составляет $\approx 13.5 \text{ м\AA}$ ($\approx 17 \text{ эВ}$) и $\approx 9 \text{ м\AA}$ ($\approx 11 \text{ эВ}$) для первого и второго опытов соответственно.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сформулируем основные результаты экспериментов.

1. В двух экспериментах¹⁾ из трех уверенно зарегистрированы линии переходов 2–1, 3–1 и частично 4–1 в водородо- и гелиеподобных ионах Ag с шириной линий до $\approx 20 \text{ эВ}$, существенно превышающей разрешение спектрографа $\approx 3 \text{ эВ}$.

¹⁾ С оболочками толщиной $\approx 4 \text{ мкм}$ и 7 мкм .

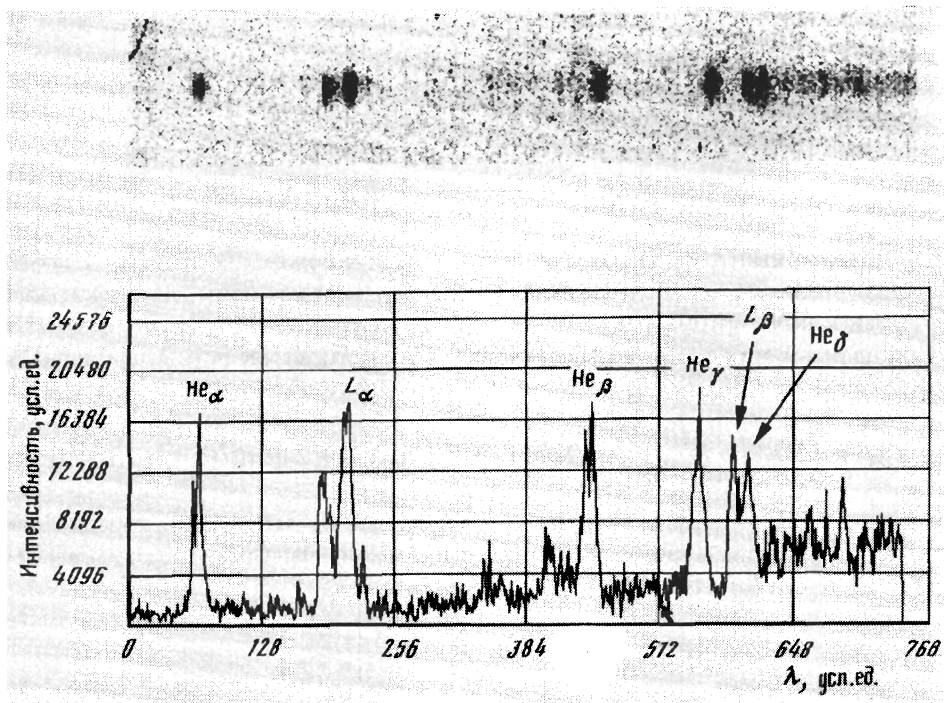


Рис. 3. Фотоспектрограмма и восстановленная интенсивность рентгеновского излучения мишени в опыте № 1

2. Структуры линейчатого спектра в экспериментах № 1 и № 2 близки друг к другу, причем ширины линий переходов 3–1, представляющих основной интерес для диагностики плотности, также практически совпадают.

3. В опыте № 3, в котором толщина стеклянной оболочки составляла 10 мкм, линейчатое излучение Ar не зарегистрировано. Размер изображения светящегося сжатого «ядра» на обскурোগрамме в этом опыте существенно меньше, чем в первых двух опытах.

Проанализируем вначале детально опыт № 2. В спектре этого опыта отчетливо видны линии He_β , He_γ , L_β . Двухпиковая структура в месте положения линии L_β допускает двоякую интерпретацию. Во-первых, ее можно трактовать как одну линию L_β с характерным для переходов 3–1 провалом интенсивности в центре линии и шириной ≈ 30 эВ. Во-вторых, что более вероятно, ее можно рассматривать состоящей из линии L_β с шириной ≈ 11 эВ и линии He_β . Отношение интенсивностей линий L_β и He_β равно примерно 0.8. Предварительную оценку плотности можно провести, воспользовавшись формулой Инглиса–Теллера: $\lg n_e = 23.26 - 7.5 \lg n + 4.5 \lg Z$, где n — номер последней линии, которую можно разрешить в серии, Z — заряд ядра (в данном случае $Z = 17$ для H-подобных и $Z = 16$ для He-подобных ионов). Полагая $n = 4$ и $Z = 16$, получаем $n_e = 2.75 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ($\rho \approx 1 \text{ г/см}^3$).

Более аккуратную оценку электронной концентрации можно получить, анализируя форму контура линий, в частности их ширины. В уширение линий Ar вносят вклад как ионы, так и электроны. В анализируемых нами условиях основной вклад, как это часто бывает, дает воздействие ионов, которое является квазистатическим [12].

При квазистатическом воздействии ионы считаются неподвижными. Уширение линии обусловлено штарковским сдвигом уровней под действием электрического поля ионов, окружающих ион-излучатель. Для оценки ширины линии в идеальной плазме можно воспользоваться соотношением (см. [12])

$$\Delta E = \frac{5.55(n^2 - 1)ea_0}{Z_{Ar}} F_{0(z)}, \quad (1)$$

где n — главное квантовое число уровня, a_0 — радиус боровской орбиты, $Z_{Ar} = 18$ — заряд ядра аргона. В нашем случае вклад в поле $F_{0(z)}$ дают как ионы изотопов водорода ($Z = 1$), так и ионы аргона.

При наличии двух сортов возмущающих частиц характерное поле Хольцмарка $F_{0(z)}$ есть

$$F_{0(z)} = \left(F_{0(DT)}^{3/2} + F_{0(Ar)}^{3/2} \right)^{2/3} = 2.6e(n_H + Z_{Ar}^{3/2}n_{Ar})^{2/3} = 2.6en_e^{2/3}(\alpha + \beta Z_{Ar}^{3/2})^{2/3}. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения $\alpha = n_H/n_e$, $\beta = n_{Ar}/n_e$, n_e , n_H , n_{Ar} — концентрации электронов, ионов водорода и аргона. Величины α и β можно выразить через n_H и n_{Ar} . Если ввести

$$p = \frac{n_H}{n_H + n_{Ar}}, \quad q = 1 - p = \frac{n_{Ar}}{n_H + n_{Ar}},$$

то

$$\alpha = \frac{p}{p + Z_{Ar}q}, \quad \beta = \frac{q}{p + Z_{Ar}q}.$$

Соотношение (1) справедливо, если число частиц в дебаевской сфере велико $N_D \geq 10^3$. В неидеальной плазме наличие экранировки и корреляции заряженных частиц эффективно вызывает уменьшение среднего действующего поля. Обобщая результат работы [13] на случай многокомпонентной плазмы, можно получить поправку, связанную с неидеальностью, в виде

$$F_{nonid} = F_{0(z)} \left(1 - 0.7N_D^{-1/3} \right) \simeq \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{r_1}{r_D} \right) \cdot 2.6en_e^{2/3} (\alpha + \beta Z_{Ar}^{3/2})^{2/3}, \quad (3)$$

где r_1 — среднее расстояние между частицами, под N_D понимается полное число частиц в дебаевской сфере, r_D — дебаевский радиус,

$$\frac{1}{r_D^2} = 4\pi r_0 \frac{m_e c^2}{T} n_e (1 + \alpha + \beta Z_{Ar}^2).$$

Здесь $r_0 = 2.8 \cdot 10^{-13}$ см — классический «радиус» электрона.

Для проверки зависимости (1) с F из (3) мы сравнили ее с расчетами из [14], где методом Баранже–Мозера вычислены формы линии $Ag L_\beta$ для $n_e = 2 \cdot 10^{23}$ см $^{-3}$, $T_e = 1$ кэВ и различных значений p . На рис. 4 представлены результаты сравнения расчетов ширины линии ΔE [14], а также оценок ее по формуле (1) с заменой $F_{0(z)}$ на F_{nonid} из (3). Видно хорошее согласие между расчетами и простой оценкой. Оценки воспроизводят два важных обстоятельства, найденных также в [15]. Во-первых, 10%-ная добавка Ag

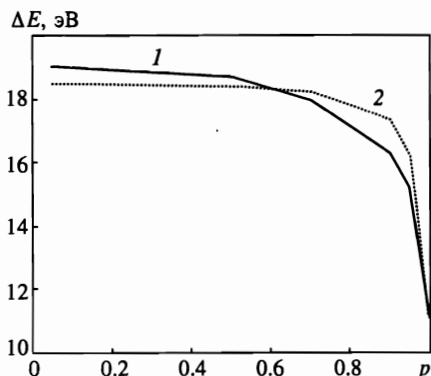


Рис. 4. Зависимость ширины линии $\text{AgXVIII } L_{\beta}$ от процентного содержания DT в смеси $\text{Ag} + \text{DT}$ ($n_e = 2 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_i = 1 \text{ кэВ}$): 1 — данные из работы [12], 2 — оценка по формуле (1)

в DT-газ производит почти такое же уширение, как и чистый Ag. Во-вторых, в неидеальной плазме сохраняется знак неравенства между ширинами линий Ag за счет воздействия самих ионов аргона и ионов дейтерия и трития при $n_e = \text{const}$: $\Delta E_{\text{Ag}} > \Delta E_{\text{DT}}$.

Дополнительную проверку подхода, основанного на формулах (1) и (3), мы провели, рассчитав ширину линии L_{β} для случая предельно малых концентраций Ag в DT при различных n_e и сравнили результаты с данными работы [4]. При изменении n_e от 10^{23} см^{-3} до 10^{24} см^{-3} наблюдается согласие результатов полных расчетов и простой оценки.

Основываясь на формулах (1) и (3), можно достаточно уверенно рассчитать зависимость ширины линии L_{β} (а также He_{β} [4]) при концентрации Ag $q = 0.025$. Так, значению $n_e = 2.5 \cdot 10^{23}$ соответствует ширина $\Delta E \simeq 17 \text{ эВ}$.

Оценки вклада других механизмов уширения, таких как доплеровское, ударное и т. д., показывают, что их роль мала по сравнению с квазистатическим уширением ионами и не превышает величины 2–3 эВ.

Оценки оптической толщины линий переходов $3 \rightarrow 1$ показывают, что для наших условий данные линии в первом приближении можно считать оптически тонкими.

Перейдем теперь к анализу эксперимента № 1. Сопоставление спектров в опытах № 1 и № 2 показывает, что они очень близки. Это выглядит странным, так как, по всей видимости, плотность во втором опыте должна быть больше, чем в первом. Действительно, начальные плотности смеси DT + Ag в этих опытах равны $\rho^{(0)} \approx 4.2 \text{ мг/см}^3$ и $\rho^{(0)} \approx 6.2 \text{ мг/см}^3$. Степени сжатия (в предположении, что сжатие определяется в первую очередь газодинамикой, а роль лучистой и электронной теплопроводности мала) определяется отношением M/m , где M и m — массы оболочки и газа. Отношение этих величин в двух опытах составляло ≈ 0.88 , а отношение плотностей сжатого газа должно быть ≈ 0.6 (при учете теплопроводности и переходе к абляционному режиму это число должно стать еще меньше). Поэтому ширины линий L_{β} должны были бы отличаться не менее чем в 1.37 раза.

Выше было показано (см. рис. 4), что ширина линии при данной электронной концентрации n_e возрастает с увеличением относительной концентрации Ag в смеси. При увеличении q от 0.025 (опыт № 2) до $q = 0.044$ (опыт № 1) ширина линии возрастает приблизительно на 30%. Если еще учесть, что плотность смеси DT + Ag при

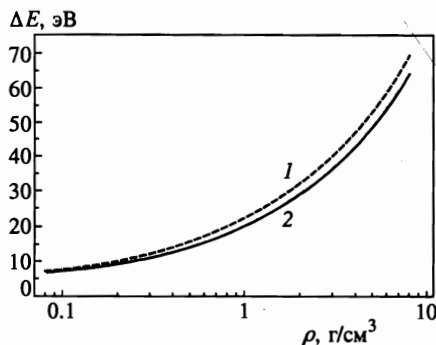


Рис. 5. Зависимость ширины линий $\text{He}\beta$, $L\beta$ от плотности при различных начальных давлениях ДТ ($p_{\text{Ar}} = 1$ атм): 1 — $p_{\text{DT}} = 10$ атм 2 — $p_{\text{DT}} = 20$ атм (учтено аппаратное уширение линий ≈ 3 эВ)

фиксированном значении n_e изменяется с изменением p по закону

$$\rho = \frac{n_e}{N_A} (A_{\text{DT}}\alpha + A_{\text{Ar}}\beta)$$

(здесь N_A — число Авогадро, A_{DT} и A_{Ar} — атомные веса компонентов газа), то получим, что для второго опыта плотность должна составлять ≈ 0.8 г/см³ (см. рис. 5).

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Для более полной интерпретации результатов экспериментов были проведены расчеты по одномерной газодинамической программе СНДП (спектральная неравновесная диффузия с поглощением) [6]. Расчеты проводились для параметров мишени и лазерного импульса, вводимого внутрь бокса-конвертора, соответствующих эксперименту. Уравнение состояния и коэффициенты переноса ДТ + Аг рассчитывались по модели среднего иона. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Таблица 2

№ опыта	R_0 , мкм	E_{DT} , Дж	E_γ , Дж	E_e , Дж	R_{min} , мкм	$\delta_{N/2}$	δ_{Ar}	δ	N , 10^9
1	147	10	5.5	3.1	31	47.9	67	107	3.8
2	146.9	13	8.6	0.71	19	173	175	463	5.6
3	133.6	6.6	4.4	0.58	9.36	153	269	2904	0.062

Обозначения: E_{DT} — энергия, вложенная в ДТ-газ в процессе его сжатия, к моменту максимального сжатия центральной капсулы; E_γ , E_e — потери энергии ДТ-газа из-за излучения и электронной теплопроводности к этому же моменту времени; R_0 , R_{min} — начальный и минимальный внутренние радиусы стеклянной оболочки.

Как видно из табл. 2, расчетный нейтронный выход для опытов № 1 и № 2 в четыре и два раза выше, чем измеренный в соответствующем эксперименте. Для опыта № 3

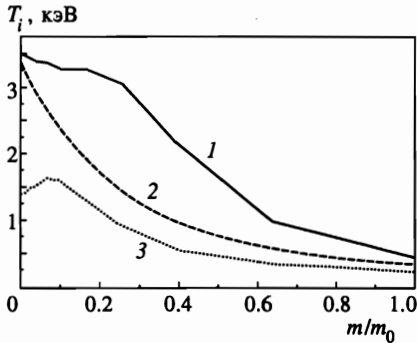


Рис. 6. Расчетное распределение ионной температуры в зависимости от массовой координаты в газе в момент генерации половины нейтронного выхода: 1 — опыт № 1, 2 — опыт № 2, 3 — опыт № 3; m_0 — полная масса газа в соответствующем расчете

расчетный нейтронный выход практически совпал с экспериментальным. Сопоставление энергетических балансов для DT-газа в момент максимальной скорости генерации нейтронов. Как видно из рисунка, распределение температуры в газе сильно неоднородно.

Важной характеристикой для определения плотности газа является момент свечения линий аргона. В связи с тем что кинетика ионизации газа в программе СНДП рассчитывается в приближении среднего иона, рассчитать точно временную форму свечения соответствующих линий непосредственно не представляется возможным, так как нам известны только средние населенности уровней ионов различных зарядовых состояний аргона. Однако, если предположить, что распределение концентраций возбужденных состояний водородо- и гелиеподобного аргона близко к равновесному²⁾, мы можем восстановить концентрации возбужденных состояний по средним населенностям, используя биномиальное распределение:

$$C_k = \prod_n C_{g_n}^{N_n^k} f_n^{N_n^k} (1 - f_n)^{g_n - N_n^k},$$

где n — главное квантовое число уровня; N_n^k — числа заполнения уровня n для заданного состояния иона k , g_n — статистический вес уровня ($g_n = 2n^2$), $f_n = P_n/g_n$, P_n — средняя населенность уровня n ,

$$C_{g_n}^{N_n^k} = \frac{g_n!}{N_n!(g_n - N_n)!}$$

— биномиальные коэффициенты.

Для расчета свечения интересующих нас линий водородо- и гелиеподобных ионов аргона L_α , L_β , L_γ , He_α , He_β , He_γ числа заполнения соответствующих состояний равны

²⁾ Это является не очень плохим предположением при больших плотностях газа, когда локальное термодинамическое равновесие устанавливается в результате ударных процессов.

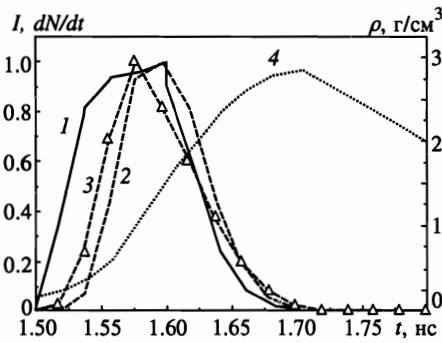


Рис. 7

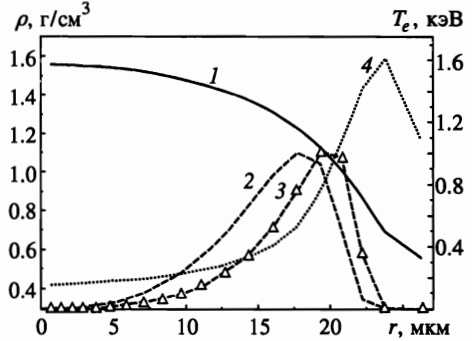


Рис. 8

Рис. 7. Расчетные временные зависимости для условий опыта № 2: 1 — скорость генерации нейтронов dN/dt ; 2, 3 — интенсивности свечения линий аргона L_β , He_β ; 4 — средняя плотность газа. Максимумы интенсивностей линий L_α , L_β , L_γ , He_α , He_β , He_γ относятся друг другу, как 8.2 : 2.3 : 1 : 15 : 4.4 : 1.9

Рис. 8. Расчетные пространственные профили электронной температуры (кривая 1), светимостей линий L_β (кривая 2), He_β (кривая 3) и плотности смеси DT + Ag (кривая 4) на момент максимального свечения линий аргона для условий опыта № 2

$$\begin{aligned}
 N_n^{L_\alpha} &= \begin{cases} 1, & n = 2, \\ 0, & n \neq 2, \end{cases} & N_n^{L_\beta} &= \begin{cases} 1, & n = 3, \\ 0, & n \neq 3, \end{cases} & N_n^{L_\gamma} &= \begin{cases} 1, & n = 4, \\ 0, & n \neq 4, \end{cases} \\
 N_n^{He_\alpha} &= \begin{cases} 1, & n = 1, 2, \\ 0, & n \neq 1, 2, \end{cases} & N_n^{He_\beta} &= \begin{cases} 1, & n = 1, 3, \\ 0, & n \neq 1, 3, \end{cases} & N_n^{He_\gamma} &= \begin{cases} 1, & n = 1, 4, \\ 0, & n \neq 1, 4. \end{cases}
 \end{aligned}$$

Расчитанные таким образом концентрации возбужденных состояний атомов аргона использовались для расчета временной формы линий аргона. При этом учитывалось поглощение линий при их прохождении как через сжатый газ, так и через стеклянную оболочку. На рис. 7 приведены результаты расчетов временных характеристик излучающей смеси DT и Ag для эксперимента № 2. Для экспериментов № 1 и № 3 картины качественно выглядят примерно так же. Более того, как видно из рисунков, во всех расчетах свечение различных линий происходит (с точностью ± 25 пс) практически в один и тот же момент времени. Длительность свечения линий также практически одинакова. Момент времени, когда происходит высвечивание линий, следует практически сразу за моментом достижения максимальной скорости генерации нейтронов (примерно через 25–50 пс, т. е. чуть позже момента достижения максимальной температуры газа) и существенно раньше момента максимального сжатия.

На рис. 8 представлены пространственные профили плотности, электронной температуры и светимости линий L_β и He_β для условий опыта № 2.

Для опыта № 2 максимуму светимости линии He_β соответствует плотность ≈ 1.1 г/см³, что совпадает с оценкой по ширине линии, приведенной выше в этом разделе. Максимуму светимости линии L_β соответствует плотность ≈ 0.7 г/см³, что также близко к оценке ≈ 0.6 г/см³. Указанным областям отвечает электронная температура $T_e \approx 1$ кэВ. Расчетное отношение интенсивностей линий L_β и He_β равно 0.52 при экспериментальном значении ≈ 0.8 . Диаметр области свечения линий в расчете приблизи-

Таблица 3

№ опыта	N , 10^9	T_i , кэВ	$\Delta E(He\beta)$, эВ	$\Delta E(L\beta)$, эВ	I_H/I_{He}	\varnothing_{min} , мкм	$\tau_{\gamma n}$, нс	$\tau_{\gamma\gamma}$, нс
1	0.8	—	22	17	0.8	60	0.66	0.45
1	3.8	—	≈ 10	7	0.2	70	0.35	0.4
2	2.5	2.3	22	11	0.8	55	0.52	0.58
2	5.6	2.6	≈ 20	13	0.52	50	0.57	0.6

тельно равен 50 мкм при экспериментальной оценке с помощью обскуры, составляющей ≈ 55 мкм. Расчетные значения времен $\tau_{\gamma n}$ и $\tau_{\gamma\gamma}$ в опыте № 2 равны соответственно 0.57 нс и 0.6 нс при экспериментальных 0.52 пс и 0.58 нс.

Результаты сопоставления расчетных и экспериментальных значений различных параметров для опытов № 1 и № 2 приведены в табл. 3 (верхняя строка — эксперимент, нижняя — расчет).

Согласие между расчетом и экспериментом для опыта № 2 следует признать весьма удовлетворительным. Для опыта № 1 расхождение является более существенным.

Главное различие между опытами заключается в повышенной относительной концентрации Ag в первом опыте. Поэтому предварительно можно предположить, что требуется уточнение модели термодинамических и радиационных свойств DT + Ag-плазмы при больших относительных концентрациях Ag.

Об этом же свидетельствует и опыт № 3, где относительная концентрация Ag примерно та же, что и в первом опыте. Здесь наблюдается совпадение расчетного и экспериментального нейтронных выходов, корреляция между размерами светящейся области (≈ 30 мкм), полученными по обскурограмме и в расчете. Светимость линий, полученная в приближении оптической прозрачности, сопоставима со светимостями в опытах № 1 и № 2, в эксперименте же линейчатое излучение не наблюдается. Для того чтобы понять причину расхождения, необходимы дополнительные исследования.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На установке «Искра-5» проведена первая успешная серия экспериментов с мишенями непрямого облучения, в которые для диагностических целей в DT-газ добавлялся Ag. Зарегистрирован линейчатый спектр излучения водородо- и гелиеподобных ионов Ag, а именно, линии, соответствующие переходам $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 1$ и, возможно, $4 \rightarrow 1$. По ширине линий $He\beta$ ($3 \rightarrow 1$) оценена плотность сжатого газа на момент максимума свечения линий: $\rho_{DT+Ag} \approx 0.8$ г/см³ для опыта № 1 и $\rho_{DT+Ag} \approx 1.1$ г/см³ для опыта № 2.

2. Проведен анализ экспериментов с помощью сферически-симметричных расчетов по программе радиационной газодинамики СНДП. Показано, что для опыта № 2, в котором парциальная концентрация Ag равна $q = 2.44\%$, наблюдается весьма удовлетворительное согласие по всем измеренным характеристикам: нейтронному выходу, ионной температуре, интервалам времени между лазерным импульсом и импульсами нейтронного и рентгеновского (генерируемого капсулой с DT + Ag) излучений, размерам сжатой и нагретой областей, плотностям сжатого и нагретого DT + Ag-газа.

В опытах № 1 и № 3, в которых концентрация Ar составляет $q \approx 5\%$, наблюдается поведение, заметно отличающееся от расчетного. Для выявления причин такого поведения, а также для более детальной интерпретации полученной структуры спектра требуются дополнительные расчетно-теоретические и экспериментальные исследования. Особое значение при этом приобретают измерения линейчатого спектра аргона с временным разрешением.

Работа выполнена на лазерной термоядерной установке «Искра-5» при финансовой поддержке Госкомитета Российской Федерации по науке и технологиям (регистрационный номер 01-50), а также Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-01-00046).

Литература

1. Н. Г. Басов, Ю. А. Захаров, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов, *Диагностика плотной плазмы*, Наука, Москва (1989).
2. С. А. Бельков, А. В. Бессараб, Г. Г. Кочемасов и др., *Изв. АН СССР, сер. физ.* **51**, 1263 (1987).
3. B. Yakobi, R. Epstein, F. J. Marshall et al., *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 728 (1995).
4. C. J. Keane, B. A. Hammel, D. R. Kania et al., *Phys. Fluids B* **5**, 3328 (1993).
5. H. Nishimura, T. Kiso, H. Shirada et al., *Phys. Plasmas* **2**, 1 (1995).
6. С. А. Бельков, Г. В. Долголева, ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 1, 59 (1992).
7. Ф. М. Абзаев, В. И. Анненков, В. Г. Безуглов и др., *Письма в ЖЭТФ* **58**, 28 (1993).
8. A. V. Veselov, V. S. Drozhin, V. M. Izgorodin et al., *Fusion Technology* **28**, 1838 (1995).
9. Yu. V. Andramanova, A. V. Veselov, V. S. Drozhin et al., in *Report to Microspheres-Microcapsules and ICE Targets Technology Specialists Workshop. Moscow, Russia (1997)*.
10. Yu. V. Andramanova, A. A. Aushev, N. L. Zolotukhina et al., in *Report to Microspheres-Microcapsules and ICE Targets Technology Specialists Workshop. Moscow, Russia (1997)*.
11. Ф. М. Абзаев, А. В. Бессараб, Г. А. Кириллов и др., ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 4, 68 (1992).
12. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, Москва (1979).
13. Дж. Бекефи, К. Дейч, Б. Якоби, в сб. *Плазма в лазерах*, Энергоиздат, Москва (1982).
14. B. Held, C. Deutsch, and M. M. Gombert, *Phys. Rev. A* **28**, 3134 (1983).
15. R. J. Tighe and C. F. Hooper, *Phys. Rev. A* **15**, 1173 (1977).