

## МОДЕЛЬ СФЕРИЧЕСКОГО ИОННОГО ДИОДА С ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫМ АНОДОМ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

© 2021 г. А. Е. Шиканов\*

*Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия*

\*e-mail: aeshikanov14@mail.ru

Поступила в редакцию 29.09.2020 г.

После доработки 01.11.2020 г.

Принята к публикации 03.11.2020 г.

Предложена модель сферического импульсного ионного диода с лазерно-плазменным анодом для генерации нейтронов в ядерных реакциях синтеза дейтронов и тритонов. Формирование и ускорение дейтронного пакета в диоде рассматривается с учетом адиабатического механизма расширения лазерной плазмы в виде ударной волны Римана и влияния на эти процессы электростатических колебаний в области границы плазма–вакуум. По результатам компьютерного эксперимента построены и проанализированы электродинамические и нейтронные характеристики предполагаемой ускорительной трубки на базе исследуемого диода.

*Ключевые слова:* лазерная плазма, импульсный диод, дейтрон, генерация нейтронов, компьютерный эксперимент

**DOI:** 10.31857/S0367292121040090

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появилось значительное число работ, описывающих генерацию нейтронов с применением современной лазерной техники [1–7]. Среди них особый интерес, с точки зрения создания генераторов нейтронов технологического назначения, представляют работы [3–7], где представлены результаты последних исследований малогабаритных диодных систем для генерации нейтронов при взаимодействии ускоренных дейтронов с твердыми нейтронообразующими мишенями, содержащими тяжелые изотопы водорода. Источником дейтронов служила плазма, образуемая при фокусировке импульса лазерного излучения с энергией  $E_L \sim (0.1–1)$  Дж и длительностью  $\tau_L \sim 10^{-8}$  с в пятно радиуса  $a \sim 10^{-4}$  м на твердую мишень в виде миниатюрной таблетки из дейтерида металла или дейтерированного полиэтилена высокого давления. Мишень, в среднем, содержала  $\chi \leq 2$  атомов дейтерия на один атом сопутствующего вещества — металла или углерода (коэффициент стехиометрии).

Использование ускорительных трубок (УТ), предполагаемых к разработке на основе данных, полученных в этих работах, должно существенно повысить эффективность применения нейтронных технологий при обнаружении и идентификации скрытых опасных веществ, управлении под-

критическими реакторными сборками, в ядерной геофизике, радиографии и других перспективных направлениях [8, 9]. Это может быть обеспечено за счет возможности формирования стабильных во времени дейтронных пакетов с длительностью  $\sim (10–10^3)$  нс и амплитудой до 10 кА, с частотой повторения до 100 Гц [10]. Указанные возможности подтверждаются физическим моделированием получаемых нейтронных полей по методике, описанной в [11].

В работе [12] была предложена модель импульсного ионного диода с лазерно-плазменным анодом. Она была успешно использована при разработке, проектировании и создании вакуумных УТ [13], позволяющих генерировать рекордные для своего класса изделий импульсные нейтронные потоки в полный телесный угол с длительностью  $\sim$  мкс. Для эффективной реализации ряда новых ядерных технологий требуются подобные малогабаритные УТ, работающие в более жестком импульсно-периодическом режиме с длительностью нейтронного импульса  $\sim (10–10^2)$  нс. Использование при их компьютерном проектировании модели, описанной в [12], затруднительно из-за невозможности корректно учитывать изменения во времени плотности ионов в плазме при малых значениях длительности ускоряющего импульса.

В данной статье предлагается модель, лишенная этого недостатка. Она, как и в работе [10], а также в ее усовершенствованном варианте [14], использует представления о разлете плазмы в виде сферической ударной волны Римана и влияния на процесс извлечения дейтронов колебаний Ленгмюра в области границы плазма – вакуум, но более адекватно учитывает влияние объемного заряда на формирование фронта лазерной плазмы.

## 2. ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В процессе образования лазерной плазмы, с параметрами, указанными выше, согласно [1, 15], примерно 70% энергии лазерной вспышки  $E_L$  переходит в кинетическую  $E_K$  и тепловую  $E_T$  энергии плазмы. Их сумма в рассматриваемом случае составляет величину

$$E = E_K + E_T \approx 0.7E_L \leq 1 \text{ Дж}. \quad (1)$$

Следуя работам [1, 15], будем полагать, что разлет плазмы носит автомодельный характер с нулевым градиентом плотности частиц данного сорта и полем скоростей вида

$$\mathbf{V}(r, t) = \frac{dR_{fr}(t)}{dt} \frac{\mathbf{r}}{R_{fr}(t)}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор,  $t$  – время,  $R_{fr}(t)$  – радиус плазменного фронта. Как и авторы монографий [1, 15], будем предполагать процесс расширения лазерной плазмы близким к адиабатическому с показателем  $\gamma = 5/3$ . Тогда, согласно [16], с учетом (1), приходим к приближенным выражениям

$$E_K \approx \frac{4\gamma}{(\gamma - 1)^2} E_T \approx \frac{15}{16} E; \quad (3)$$

$$E_T \approx 0.7E_L - E_K \approx \frac{E}{16}. \quad (4)$$

В процессе разлета, к определенному моменту времени  $t_0$ , выравниваются и одновременно уменьшаются, практически до нуля, скорости ионизации и рекомбинации ионов в плазме. За это время их относительная концентрация спадает от единичного до некоторого асимптотического значения  $k \leq 0.1$  [1, 15]. Такой процесс принято называть “закалкой” ионизационного состояния плазмы. Ему сопутствует одновременное увеличение скорости перемещения плазменного фронта  $dR_{fr}(t)/dt$  до некоторого предельного значения  $V_{fr}$ . Экспериментально установленное время “закалки” определяется формулой (см. [1, 15])

$$t_0 \approx \frac{10a}{V_{fr}}. \quad (5)$$

Если для простоты предположить, что в плазме на момент завершения этого процесса содержатся, в основном, однозарядные ионы, то тепло-

вая энергия плазменного сгустка, запасаемая в рассматриваемом случае, оценивается по формуле

$$E_T \approx 3e \frac{N_{d0}\theta_0}{k} (1 + \chi^{-1}) [\text{Дж}], \quad (6)$$

где  $\theta_0 = \theta(t_0)$  – температура плазмы в эВ,  $N_{d0}$  – число дейтронов в плазме на момент времени  $t_0$ ,  $e$  – элементарный электрический заряд.

На основании экспериментальных данных, приведенных в монографиях [1, 15], была получена эмпирическая зависимость начальной температуры от плотности потока энергии лазерного излучения на поверхности мишени  $q$ :

$$\theta_0 \approx 10^{-6} q^{4/9}. \quad (7)$$

С использованием формул (1), (4)–(6) и соотношения

$$q \approx \frac{E_L}{\pi a^2 \tau_L} \sim (10^{14} - 10^{15}) \text{ Вт/м}^2$$

получаем приближенную зависимость числа дейтронов в плазменном сгустке от параметров лазерной оптической системы на момент завершения процесса “закалки” ионизационного состояния плазмы, необходимую для дальнейшего моделирования диода:

$$N_{d0} \approx 2 \times 10^{23} \frac{k\chi E_L^{5/9} a^{8/9} \tau_L^{4/9}}{\chi + 1} \sim (10^{14} - 10^{15}). \quad (8)$$

Практическое отсутствие столкновений с момента  $t_0$  позволяет рассматривать разлет ионов с различными массами независимо друг от друга. Тогда, с учетом (2) и (3), можно получить следующую связь между кинетической энергией и скоростями перемещения плазменных фронтов дейтерия и сопутствующего элемента –  $V_D$  и  $V_C$ :

$$\begin{aligned} E_K &\approx \frac{3M_D}{2R_D^3} \int_0^{R_D} r^2 V(r)^2 dr + \frac{3M_C}{2R_C^3} \int_0^{R_C} r^2 V(r)^2 dr = \\ &= \frac{3V_D^2 M_D}{2R_D^5} \int_0^{R_D} r^4 dr + \frac{3V_C^2 M_C}{2R_C^5} \int_0^{R_C} r^4 dr = \\ &= \frac{3M_D}{10} V_D^2 + \frac{3M_C}{10} V_C^2, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $M_D$  и  $M_C$  – суммарные массы дейтериевого компонента и компонента сопутствующего ему вещества, определяемые выражениями

$$M_D = 2M \frac{\chi N_{d0}}{k}, \quad M_C = A_C M \frac{N_{d0}}{k}, \quad (10)$$

$M$  – масса нуклона,  $A_C$  – атомная масса элемента сопутствующего вещества,  $R_D$  и  $R_C$  – радиусы плазменных фронтов дейтерия и сопутствующего элемента.

Используя выражения (1), (3) и (8)–(10), а также формулу

$$V_C \approx \sqrt{\frac{2}{A_C}} V_D,$$

получаем зависимость скорости фронта дейтерия от параметров лазерной оптической системы

$$V_D \approx 10^2 \frac{E_L^{2/9}}{a^{4/9} \tau_L^{2/9} \chi^{1/2}} \sim 10^5 \text{ м/с.} \quad (11)$$

Правильность формул (8) и (11) подтверждается хорошим совпадением расчетных результатов, полученных при их использовании, с данными коллекторных и спектрометрических измерений, приводимыми в работах [17, 18].

### 3. ЭМИССИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ ПЛАЗМЫ ПО ДЕЙТРОНАМ

Предельная эмиссионная способность импульсного плазменного образования, каким является лазерная плазма, определяется только ее параметрами и задается суммой термической  $I_T$  и электродинамической  $I_E$  составляющих. Первая из них характерна для классических ионных источников с фиксированной стационарной поверхностью отбора ионов и определяется для рассматриваемого случая лазерно-плазменного источника дейтронов (ЛПИД) с помощью известной формулы (см., например, [19])

$$\begin{aligned} I_T(N_d, R_d) &\approx \frac{e}{4} n_d \sqrt{\frac{4e\theta}{\pi M}} 4\pi R_d^2 = \\ &= 15 \sqrt{\frac{e^3}{\pi M} \frac{a\theta_0^{1/2}}{N_{d0}} \frac{N_d^{4/3}}{R_d^2}} \approx 1.3 \times 10^{-14} \frac{a\theta_0^{1/2}}{N_{d0}} \frac{N_d^{4/3}}{R_d^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$n_d \approx \frac{3N_d}{4\pi R_d^3} \sim (10^{20} - 10^{24}) \text{ м}^{-3},$$

$R_d, N_d$  – текущие значения концентрации дейтронов, радиуса дейтронного фронта, числа дейтронов в плазме соответственно,

$$\theta \approx \theta_0 \left( \frac{10a}{R_d} \right)^2 \sim (0.1 - 10) \text{ эВ}$$

– ее температура. Последнее выражение вытекает из сделанного выше предположения об адиабатичности разлета плазмы.

Электродинамическая составляющая  $I_E$  связана с электронными колебаниями Ленгмюра в области плазменного фронта. Этот ток составляют ионы, извлекаемые из ионного шарового слоя, оголяющегося при отрицательной фазе колебаний, частота которых определяется известным (см., например, [20]) выражением

$$\omega = \frac{e}{\sqrt{\epsilon_0 m}} n_d^{1/2} \approx 54 n_d^{1/2} \sim (10^{11} - 10^{13}) \text{ Гц}, \quad (13)$$

где  $m$  – масса электрона. Правомочность подобного рассмотрения подтверждается сравнением с результатами компьютерного эксперимента, опубликованными в работе [20], в котором “методом укрупненных частиц” исследовались процессы, сопровождающие сферический разлет лазерной плазмы в вакуум.

Естественно полагать, что при образовании плазмы передаваемая ей энергия лазерного излучения равномерно распределяется по степеням свободы. Следствием является соизмеримость энергии колебаний Ленгмюра, приходящейся на один электрон, с кинетической энергией дейтрона на момент  $t_0$ . Из этого факта вытекает оценка начальной амплитуды колебаний электронов в области плазменного фронта:

$$A(t_0) \approx \sqrt{\frac{2M}{m}} \frac{V_D}{\omega(t_0)}.$$

Выполнение условия  $t_0 \gg 2\pi/\omega$  позволяет для анализа изменения амплитуды колебаний во времени использовать адиабатический инвариант

$$A(t)^2 \omega(t) = A(t_0)^2 \omega(t_0) = \text{const}.$$

В результате имеет место соотношение

$$A(t) = \sqrt{\frac{2M}{m}} \frac{V_D}{\sqrt{\omega(t_0)\omega(t)}}. \quad (14)$$

Как отмечалось выше, при отрицательной фазе колебаний Ленгмюра дейтроны в окрестности плазменного фронта оголяются и вовлекаются в процесс ускорения. Количество дейтронов, захваченных таким образом в процесс ускорения за один период колебаний, можно оценить, в предположении о нулевом градиенте дейтронной плотности, с помощью следующего приближенного соотношения:

$$\Delta N \approx 4\pi R_d^2 A n_d = 3 \frac{A N_d}{R_d}.$$

Из него вытекает, с учетом (13), (14), оценка

$$\begin{aligned} I_E(N_d, R_d) &\approx \frac{e\Delta N}{\Delta t} \approx \frac{3eA N_d \omega}{2\pi R_d} \approx \\ &\approx e \sqrt{\frac{M}{2m}} V_D \frac{N_d^{5/4} (10a)^{3/4}}{N_{d0}^{1/4} R_d^{7/4}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Общая эмиссионная способность рассматриваемого лазерно-плазменного источника дейтронов будет определяться его током насыщения:

$$I_{em}(N_d, R_d) = I_T(N_d, R_d) + I_E(N_d, R_d). \quad (16)$$

4. ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ И УСКОРЕНИЯ ДЕЙТРОННОГО ПАКЕТА

Формирование и ускорение дейтронного пакета в диоде осуществляется под действием импульса напряжения

$$U(t) = U_m u(t - t_d),$$

где  $U_m$  – максимальное значение напряжения,  $u(t)$  – функция, задающая форму высоковольтного импульса,  $t_d > t_0$  – время задержки высоковольтного импульса относительно лазерного. В последних экспериментах с диодами на базе ЛПИД (см., например, [3]) в качестве источника ускоряющего напряжения использовалась модификация генератора Аркадьева–Маркса [22]. Высоковольтные измерения показали, что ему соответствует следующая форма импульса:

$$u(t) \approx \frac{t}{t_g} \exp\left(-\frac{t_g - t}{t_g}\right).$$

Параметр  $t_g$  означает время нарастания напряжения от 0 до максимума. Указанная зависимость будет использована в дальнейшем рассмотрении.

Процесс формирования и ускорения дейтронного пакета можно разбить на две стадии. На первой стадии ток дейтронов определяется на основании теории Богуславского–Чайлда–Ленгмюра [23, 24] известной формулой (закон “3/2”):

$$I_{BCL}(U_m, t) \approx \frac{16}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{\frac{e}{M}} \frac{U(t)^{3/2}}{\alpha\left(\frac{V_D t}{R_c}\right)},$$

где  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная,  $R_c$  – радиус катода, а функция  $\alpha(x)$  строится в соответствии с таблицей, представленной в монографии [24]. Зависимость числа дейтронов в плазме на этой стадии определяется формулой

$$N_{d1}(U_m, t) \approx N_{d0} - \frac{1}{e} \int_0^t I_{BCL}(U_m, u) du. \quad (17)$$

Вторая стадия начинается, когда ток  $I_{BCL}(U_m, t)$  становится равным максимальному эмиссионному току, который может быть извлечен из плазмы. Момент  $t_1$  перехода процесса формирования и ускорения дейтронов из первой стадии во вторую определяется из решения уравнения

$$I_{BCL}(U_m, t) = I_{em}[N_{d1}(t), V_D t].$$

Неизвестные функции  $N_d(t)$  и  $R_d(t)$  на второй стадии должны удовлетворять системе дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} \frac{dN_d}{dt} \approx -\frac{I_{em}(N_d, R_d)}{e} \\ \frac{dR_d}{dt} \approx \frac{R_d}{t} - \frac{R_d}{3eN_d} I_{em}(N_d, R_d) \end{cases}, \quad (18)$$

с начальными условиями  $N_d(t_1) = N_{d1}(t_1)$  и  $R_d(t_1) = V_D t_1$ .

Отрицательный член в правой части второго уравнения системы (18) определяет сокращение плазменного облака при извлечении дейтронов.

Предварительные оценки показали, что, при интересующих нас параметрах диода:  $R_c < 0.1$  м,  $E_L < 1$  Дж и  $q \sim (10^{14} - 10^{15})$  Вт/м<sup>2</sup>, – доля термической составляющей в эмиссионном токе составляет менее 1%. Это позволяет, при проведении компьютерных расчетов, пользоваться упрощенной системой уравнений, пренебрегая в (16) и (18) термической составляющей тока. После процедуры обезразмеривания расчетная система дифференциальных уравнений, с учетом (15), приобретает вид

$$\begin{cases} \frac{dv}{d\tau} \approx -29 \frac{v^{5/4}}{\rho^{7/4}} \\ \frac{d\rho}{d\tau} \approx \frac{\rho}{\tau} - 10 \frac{v^{1/4}}{\rho^{3/4}} \end{cases}, \quad (19)$$

где введены обозначения  $\tau = t/t_0$ ,  $\rho = R_d/(10a)$ ,  $v = N_d/N_{d0}$ .

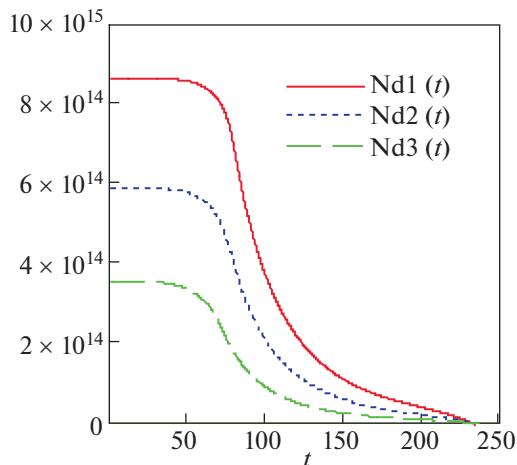
Решение системы (19) осуществлялось на персональном компьютере методом Рунге–Кутты с видоизменением Гилла при начальных условиях

$$v\left(\frac{t_1}{t_0}\right) = \frac{N_d(t_1)}{N_{d0}} \quad \text{и} \quad \rho\left(\frac{t_1}{t_0}\right) = V_D t_1.$$

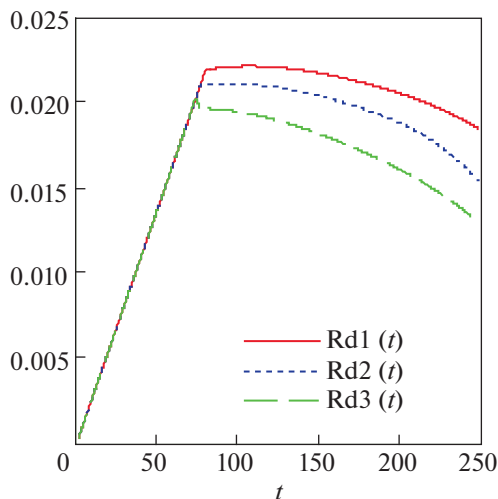
По результатам этого решения, с учетом эволюции плазменного образования на первой стадии процесса, получаем временные зависимости радиуса фронта дейтронов  $R_d(t)$ , их числа в плазменном сгустке  $N_d(t)$ , а также зависимости от времени тока дейтронов

$$I_d(t) = \begin{cases} I_{BCL}(U_m, t), & t_0 < t < t_1 \\ I_{em}\left[N_{d0} v\left(\frac{t}{t_0}\right), 10a\rho\left(\frac{t}{t_0}\right)\right], & t_1 \leq t \end{cases}$$

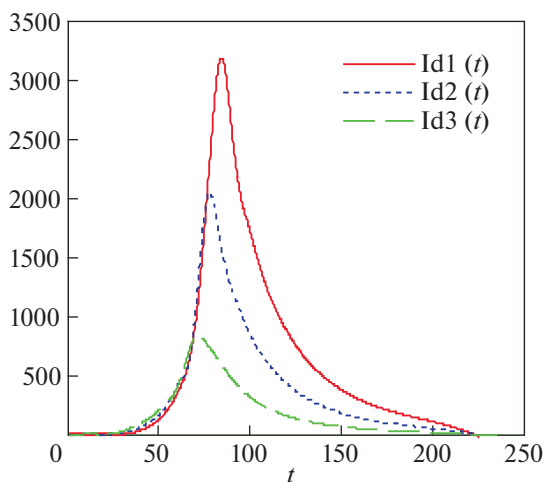
На рисунках, приводимых ниже, в качестве примера представлены характерные семейства этих зависимостей, полученные для диодной системы с параметрами:  $R_c = 2.5 \times 10^{-2}$  м,  $a = 10^{-4}$  м,



**Рис. 1.** Характерное семейство зависимостей от времени числа дейтронов в плазменном сгустке. Кривая 1 соответствует значению  $E_L = 1$  Дж, 2 –  $E_L = 0.5$  Дж, 3 –  $E_L = 0.2$  Дж.



**Рис. 2.** Характерное семейство зависимостей от времени радиуса дейтронного фронта. Кривая 1 соответствует значению  $E_L = 1$  Дж, 2 –  $E_L = 0.5$  Дж, 3 –  $E_L = 0.2$  Дж.



**Рис. 3.** Характерное семейство зависимостей от времени тока ускоренных дейтронов. Кривая 1 соответствует значению  $E_L = 1$  Дж, 2 –  $E_L = 0.5$  Дж, 3 –  $E_L = 0.2$  Дж.

$\tau_L = 20$  нс,  $U_m = 2.5 \times 10^5$  В,  $t_g = 50$  нс,  $t_d = 30$  нс, – на базе ЛПИД, использующего лазерную мишень из дейтерированного полиэтилена высокого давления  $(CD_2)_n$ .

## 5. ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ОЦЕНКИ ПО ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В ДИОДЕ

Нейтронные характеристики предполагаемой УТ можно оценить, конкретизируя используемые в работе [5] соответствующие формулы для рассматриваемого диода с металло-трициевой нейтронообразующей мишенью в виде полусферы радиуса  $R_c$ , напыленной на внутреннюю поверхность катода. В этом случае выход нейтронов за один импульс срабатывания устройства в полный телесный угол будет определяться выражением

$$N_n \approx \frac{N_A \rho_{tg}}{2e(A_M + 3\chi_{tg})} \int_0^{\infty} I_d(t) \int_0^{U(t)} \sigma_{(d,t)}(T_d) F(T_d)^{-1} dT_d dt,$$

где  $N_A$  – число Авогадро,  $\rho_{tg}$  – плотность материала нейтронообразующей мишени,  $A_M$  – атомный номер металла носителя мишени,  $\chi_{tg}$  – коэффициент стехиометрии материала мишени по тритию,  $T_d$  – кинетическая энергия дейтрона (кэВ),

$$\sigma_{(d,t)}(T_d) = 10^{-19} \frac{1.54}{T_d} \frac{\exp\left(-\frac{55}{\sqrt{T_d}}\right)}{3 \times 10^4 + (T_d - 96)^2} [\text{м}^2]$$

– сечение ядерной реакции  $T(d,n)^4\text{He}$  [25],  $F(T_d)$  – зависимость энергетических потерь дейтрона в мишени на единицу длины от его кинетической энергии.

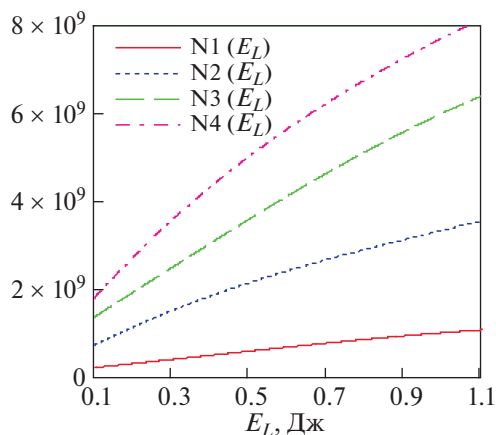
В качестве примера был сделан расчет нейтронного выхода предполагаемого устройства на базе УТ с диодной системой, рассмотренной в предыдущем разделе и снабженной титано-трициевой мишенью с коэффициентом стехиометрии  $\chi_{tg} = 1.5$ . Энергетические потери дейтрона при этом определялись эмпирическим выражением

$$F(T_d) = 10^9 \left( \frac{18.2\sqrt{T_d} + 0.05T_d}{T_d^{1.275} + 492} + \chi_m \frac{2.35\sqrt{T_d}}{T_d^{1.275} + 365} \right),$$

полученным на основе данных из монографии [26].

В процессе проведенного компьютерного эксперимента было исследовано влияние на нейтронный выход предполагаемой УТ-энергии лазерного импульса, времени задержки высоковольтного импульса относительно лазерного, амплитуды ускоряющего напряжения и времени его нарастания.

На рис. 4 представлены расчетные зависимости нейтронного выхода в полный телесный угол



**Рис. 4.** Характерное семейство зависимостей нейтронного выхода от энергии лазерного импульса. Кривая 1 соответствует значению  $U_m = 150$  кВ, 2 –  $U_m = 200$  кВ, 3 –  $U_m = 250$  кВ, 4 –  $U_m = 300$  кВ.

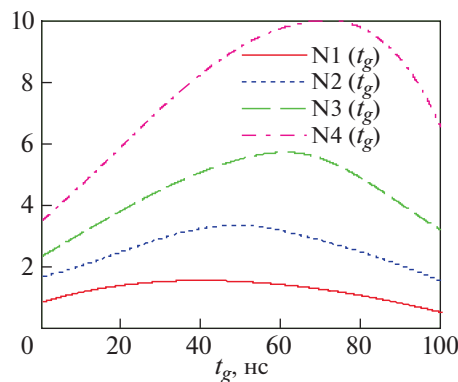
от  $E_L$ , полученные для различных значений  $U_m$ , лежащих в диапазоне (150–300) кВ, при временной задержке 30 нс.

Выбранный диапазон  $U_m$  соответствует реальным условиям эксплуатации малогабаритных вакуумных УТ. Как видно из рисунка, в этом диапазоне характер зависимостей нейтронного выхода от энергии лазерного импульса близок к линейному. Причем это свойство, как показывает математический эксперимент, сохраняется в диапазоне временных задержек  $t_d$  от 0 до 100 нс.

Было обнаружено существование для каждой пары значений  $E_L$  и  $U_m$  оптимальной временной задержки, при которой нейтронный выход достигает максимума. Это иллюстрирует рис. 5, где представлены зависимости нейтронного выхода в полный телесный угол от времени задержки  $t_d$ , полученные для различных значений  $E_L$ , при  $U_m = 200$  кВ.

Представленные выше семейства кривых получены для ускоряющего импульса с временем нарастания  $t_g = 50$  нс. Компьютерный эксперимент показал, что его варьирование на уровне 50% от указанного значения не меняет существенно образом картину электродинамических и нейтронных характеристик рассматриваемого диода. Максимальный нейтронный выход, полученный при проведении компьютерного эксперимента в рассматриваемом диапазоне параметров, достигал значения  $N = 10^{10}$  н/имп.

Полученные зависимости позволяют оценить перспективный поток нейтронов  $Q$  в полный телесный угол, который может быть получен с импульсным нейтронным генератором, использующим предполагаемую к разработке УТ, на базе рассматриваемого диода и разработанного в Ин-



**Рис. 5.** Характерное семейство зависимостей нейтронного выхода от времени задержки ускоряющего импульса (относительные единицы). Кривая 1 соответствует значению  $E_L = 0.1$  Дж, 2 –  $E_L = 0.25$  Дж, 3 –  $E_L = 0.5$  Дж, 4 –  $E_L = 1.0$  Дж.

ституте лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ компактного источника высокого напряжения на базе управляемого генератора Аркадьева–Маркса [21], способного создавать в периодическом режиме с частотой  $f = 10$  Гц импульсы высокого напряжения с параметрами обозначенными выше. Оценка нейтронного потока дает значение  $Q = N \cdot f = 10^{11}$  н/с.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Предложена и разработана новая физическая модель сферического импульсного диода с лазерно-плазменным анодом для ускорения дейтронов и генерации нейтронов, использующая представления о разлете плазмы в виде сферической ударной волны Римана и влиянии на процесс извлечения дейтронов колебаний Ленгмюра в области границы плазма–вакуум.

2. В рамках предложенной модели, процесс формирования дейтронного пакета разбивается на два этапа, на первом из которых ток ионов соответствует закону “3/2”, а на втором определяется только параметрами плазмы.

3. С использованием развитых физических представлений был разработан алгоритм, с помощью которого проведен соответствующий компьютерный эксперимент по исследованию временных характеристик дейтронного пакета, формируемого в диоде, а также зависимостей нейтронного выхода предполагаемой малогабаритной УТ на базе рассматриваемого диода от параметров лазерного и высоковольтного импульсов.

4. В результате компьютерного эксперимента установлено, что рассматриваемый диод при

геометрических размерах  $\leq 0.1$  м позволяет формировать дейтронные пакеты с амплитудой тока  $\sim$ кА, с длительностью импульса на полувысоте  $\sim 10$  нс.

5. В результате компьютерного моделирования нейтронных характеристик предполагаемой к разработке УТ была показана возможность генерации нейтронных потоков в полный телесный угол на уровне, превышающем – более чем на порядок – потоки, излучаемые известными вакуумными УТ.

6. Показана возможность регулирования нейтронного потока путем изменения времени задержки между лазерным и высоковольтным импульсами с выходом на оптимальное значение.

7. Погрешности определения характеристик диода и нейтронного выхода, по оценкам автора, составляют не более 10% и определяются, в основном, влиянием на формирование плазменного анода ионов сопутствующего элемента, фронт которых существенно отстает от фронта дейтронного компонента, и частичным нарушением сферической симметрии разлета плазмы. В настоящее время автор работает над усовершенствованием модели, связанным с учетом указанных факторов.

8. В дальнейшем, с целью сравнения результатов теории и эксперимента, предполагается проведение работ по макетированию диода на разработанных в Институте лазерных и плазменных технологий НИЯУ МИФИ и успешно апробированных (см., например, [3]) вакуумном и лазерном стендах.

Данная работа выполнена в рамках программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ и была доложена на 4-й Международной конференции “Лазерные и плазменные технологии, ЛАПЛАЗ-2020”. Автор считает своим приятным долгом поблагодарить сотрудников кафедры “Физика плазмы” НИЯУ МИФИ за полезные обсуждения и ценные замечания, сделанные на этой конференции, а также выразить глубокую признательность покойному проф. В.А. Курнаеву за поддержку работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н.* Лазерная плазма. Физика и применение. М.: МИФИ, 2003.
2. *Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26 (9). 092704.
3. *Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И.* // Атомная энергия. 2015. Т. 119 (4). С. 210.
4. *Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И., Шатохин В.Л.* // Письма ЖТФ. 2015. Т. 41 (10). С. 104.
5. *Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Ращиков В.И., Рыжков В.И., Шатохин В.Л.* // ЖТФ. 2014. Т. 64 (6). С. 119.
6. *Диденко А.Н., Шиканов А.Е., Козловский К.И., Шатохин В.Л., Пономарев Д.Д.* // Физика плазмы. 2014. Т. 40 (11). С. 1025.
7. *Ананьин О.Б., Цыбин А.С., Козловский К.И., Шиканов А.Е.* // Ат. энергия. 2013. Т. 115 (2). С. 115.
8. *Bespalov D.F., Kolomiets N.F., Martianov I.A., Shikanov A.E.* // Nucl. Geophys. 1992. V. 6 (1). P. 125.
9. Сб. материалов Международной научно-технической конф. “Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе”. М.: ВНИИА им. Н.Л. Духова, 2004. С. 286.
10. *Диденко А.Н., Ращиков В.И., Рыжков В.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е.* // Атомная энергия. 2012. Т. 112 (3). С. 189.
11. *Kuznetsov A.Yu., Tsybin A.S., Shikanov A.E.* // Radiation Physics and Chemistry. 2002. V. 64 (4). P. 257.
12. *Shikanov A.E.* // Sov. Phys. J. 1988. V. 31 (2). P. 141.
13. *Войтенко В.А., Гулько В.М., Коломиец Н.Ф., Шиканов А.Е., Яковлев К.И.* // ПТЭ. 1988. № 5. С. 34.
14. *Диденко А.Н., Ращиков В.И., Рыжков В.И., Шиканов А.Е.* // Письма ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 21. С. 70.
15. *Быковский Ю.А., Неволин В.Н.* Лазерная масс-спектрометрия. М.: Энергоатомиздат, 1985.
16. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 2008.
17. *Вергун И.И., Козловский К.И., Козырев Ю.П., Цыбин А.С., Шиканов А.Е.* // ЖТФ. 1979. Т. 49 (5). С. 2003.
18. *Tsybin A.S., Shikanov A.E.* // Sov. Phys. J. 1985. V. 28 (8). P. 609.
19. *Габович М.Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
20. *Хора Х.* Физика лазерной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 26.
21. *Быковский Ю.А., Дегтяренко Н.Н., Елесин В.Ф., Кондрашев В.Е., Ловецкий Е.Е.* // ЖТФ. 1972. Т. 42 (12). С. 2340.
22. *Вовченко Е.Д., Исаев А.А., Козловский К.И., Шиканов А.Е., Школьников Е. Я.* // ПТЭ. 2017. № 3. С. 60.
23. *Богуславский С.А.* // Труды гос. экспериментального электротехнического ин-та. 1924. Вып. 3. 1924. С. 18.
24. *Форрестер А.Т.* Интенсивные ионные пучки. М.: Мир, 1992.
25. *Власов Н.А.* Нейтроны. М.: Наука, 1971.
26. *Готт Ю.В.* Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978.