

# СИЛЬНОТОЧНЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

УДК 537.5

## ГЕНЕРАЦИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ НЕЙТРОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДИОДНЫХ УСКОРИТЕЛЬНЫХ ТРУБКАХ С ВАКУУМНО-ДУГОВЫМИ И ЛАЗЕРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ДЕЙТРОНОВ

А.Н. Диденко<sup>1</sup>, В.И. Ращиков<sup>1</sup>, В.И. Рыжков<sup>2</sup>, А.Е. Шиканов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия;

<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

E-mail: virashchikov@mephi.ru

Исследован нестационарный процесс формирования и ускорения дейтронных импульсов тока к нейтронно-образующей мишени в вакуумных ускорительных трубках для генерации нейтронов. Исследование проводилось на численной модели с использованием релятивистского электромагнитного PIC-кода. Полученные данные по расчету полей и динамики в коротко-импульсных малогабаритных диодных системах позволяют сделать расчет мгновенного нейтронного потока, излучаемого вакуумной ускорительной трубкой.

Вакуумная ускорительная трубка для генерации нейтронов (ВНТ) представляет собой ионный диод, в котором осуществляется ускорение дейтронов, образующихся в вакуумно-дуговых или лазерных ионных источниках, к нейтронно-образующей мишени, содержащей дейтерий или тритий в окклюдированном состоянии. В ВНТ, работающих в квазистационарном режиме, когда пролетное время дейтрона в диодном зазоре  $\tau_{np}$  существенно больше длительности импульса ускоряющего напряжения  $\tau$ , формирование и ускорение дейтронного пакета осуществляется в соответствии с моделью Богуславского-Чайлда-Ленгмюра [1].

Пролетное время дейтрона в квазиплоском диоде можно оценить с помощью следующего интегрального соотношения:

$$\int_0^{\tau_{np}} dt \int_0^t ds U(s) = \frac{2d^2 M}{e},$$

где  $e$  – элементарный электрический заряд;  $M$  – масса протона;  $d$  – ширина ускоряющего зазора;  $U(t)$  – зависимость ускоряющего напряжения от времени.

Если форма ускоряющего импульса близка к прямоугольной, то указанная формула упрощается и имеет место следующая приближенная оценка:

$$\tau_{np} \approx 2d \sqrt{\frac{M}{eU_0}},$$

где  $U_0$  – амплитуда ускоряющего импульса. Соответствующие вычисления показывают, что в малогабаритных ускорительных трубках (УТ) для генерации нейтронов пролетное время дейтрона в ускоряющем зазоре может изменяться в пределах от 2 до 10 нс.

Если длительность ускоряющего импульса меньше или порядка пролетного времени, то процесс формирования и ускорения дейтронных пакетов становится нестационарным и не может быть описан в рамках квазистационарной модели.

Компьютерный анализ формирования и ускорения дейтронных пакетов в нестационарном режиме

проводился для диодного промежутка, схематично изображённого на Рис.1.

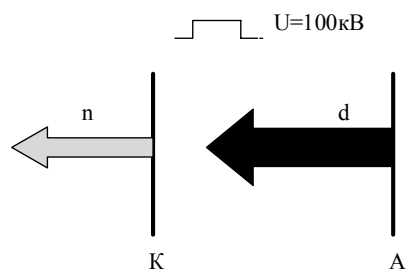


Рис.1. Схема ускорения дейтронов в диоде с последующей генерацией нейтронов

Для определенности будем полагать, что на диодный промежуток с шириной  $\sim 0,01$  м подаётся прямоугольный импульс  $U \sim 100$  кВ длительностью  $\sim 10$  нс. Из образованной на аноде плазмы внешним электрическим полем вытягиваются дейтроны, которые движутся к катоду под действием внешнего и собственного электрических полей. Мишенью является катод, на который попадают ускоренные полем дейтроны. В результате взаимодействия с мишенью образуется поток нейтронов.

Исследование проводилось путём численного моделирования с использованием 2,5-мерного релятивистского электромагнитного PIC-(particle-in-cell) кода СУМА (Система Уравнений Максвелла) [2].

Код представляет собой 2,5-мерную нестационарную модель, позволяющую описывать самосогласованным образом динамику заряженных частиц в прямоугольной, цилиндрической и полярной системах координат.

Система уравнений математической модели состоит из уравнений Максвелла, уравнения среды и уравнения движения. На каждом шаге решения в текущий момент времени  $t$  сначала выполняется вычисление плотностей заряда и тока, входящих в уравнения Максвелла. Раздача заряда и токов в узлы пространственной сетки и их сглаживание выполняется путем взвешивания площадей частицы (облака) и ячейки сетки. Поступление новых частиц на шаге моделирования  $\Delta t$  в рассматриваемую область реа-

лизовано в виде механизмов инжекции, эмиссии, либо вторичной эмиссии с соответствующими законами распределения. После этого численно решаются уравнения Максвелла, и осуществляется коррекция полученного решения на предмет соответствия уравнению Пуассона. Коррекция выполняется путем решения уравнения Пуассона для разности распределения плотностей заряда, полученных из дивергентного уравнения Максвелла, и реальным распределением зарядов  $\rho$ .

$$\Delta\Phi_c = \frac{-(\rho - \rho^*)}{\epsilon_0}, \text{ где } \operatorname{div}\mathbf{E} = \frac{\rho^*}{\epsilon}.$$

Скорректированное выражение для поля имеет следующий вид:

$$\mathbf{E}_c = \mathbf{E} - \operatorname{grad}(\Phi_c).$$

Уравнение Пуассона решается с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье по одной координате и прогонки (алгоритм Томаса) по второй. Для областей со сложной геометрией, а также при наличии электродов внутри области, используется метод матрицы ёмкости, связывающий потенциал и заряд в необходимых узлах.

На границе области могут задаваться следующие краевые условия:

- металлическая поверхность;
- условия периодичности;
- условия симметрии;
- условия прохождения волны.

Поскольку в результате решения уравнений Максвелла поле находится в узлах пространственной сетки, для численного интегрирования уравнений движения необходимо вычисление поля в промежуточных точках, где располагаются частицы. Для этого используется интерполирование и сглаживание сеточных функций.

Интегрируя уравнения движения, находим распределение частиц в фазовом пространстве в момент времени  $t + \Delta t$  и т.д. При интегрировании применен релятивистский вариант метода с перешагиванием и использованием временного сдвига пространственной координаты и импульса.

В модели в процессе расчетов контролируется баланс энергии в исследуемой области  $P_\Sigma + \frac{\partial W}{\partial t} + P = 0$ . С этой целью на сетке вычисляются интегралы следующего вида:  $W = \frac{1}{2} \int_V (\mathbf{H}\mathbf{B} + \mathbf{E}\mathbf{D})dV$ , дающий величину запасенной в области энергии;  $P = \int_V \mathbf{j}\mathbf{E}dV$ , позволяющий оценить преобразование мощности в системе;  $P_\Sigma = \iint [\mathbf{E}\mathbf{H}]dS$ , вычисляющий поток через заданную поверхность.

В рассматриваемом нами случае высокочастотными полями можно пренебречь, а собственное поле будет находиться из решения уравнения Пуассона.

На Рис.2 представлено распределение заряда  $Q$  в диодной области (плоскость R-Z) в момент времени  $t = 10$  нс. Видно, что область заполняется не равномерно. Это объясняется тем фактом, что по мере заполнения диода собственное кулоновское поле

дейтронов, находящихся внутри диода, растет, причём, на аноде появляется сильное продольное, тормозящее дейтроны, поле (Рис.3). Максимальная величина этого поля при  $I_0 = 1$  А составляет величину около  $2 \cdot 10^6$  В/м, что сравнимо с внешним полем. Это приводит к ограничению тока, выходящего с анода и долетающего до катода.

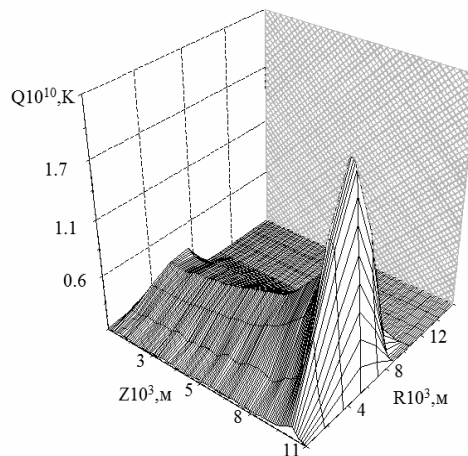


Рис.2. Распределение заряда в диоде

По окончании поданного на диод импульса эмиссия прекращается, и оставшиеся дейтроны покидают диодное пространство. Собственное кулоновское поле пучка в диоде постепенно убывает.

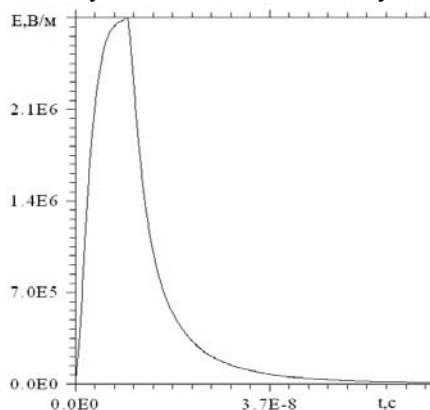


Рис.3. Зависимости от времени напряженности продольного электрического поля пучка в области анода

По мере движения к катоду однородность пучка нарушается, а радиус его растет, что также объясняется влиянием собственного кулоновского поля. Собственное поле пучка оказывается по порядку величины сравнимым с внешним полем, что и приводит к его расплыванию в продольном и поперечном направлениях.

Выходной энергетический спектр дейтронов представлен на Рис.4. По вертикальной оси отложен заряд дейтронов в кулонах, по горизонтальной – их энергия в электронвольтах. Видно расширение спектра, вызванное полем пространственного заряда.

На Рис.5 представлена зависимость потока нейтронов от эмиссионного тока источника дейтронов, рассчитанная для фиксированной амплитуды и длительности импульса напряжения на ускоряющем зазоре. Длина диодного промежутка: 0,01 м (нижняя кривая), 0,0075 м (средняя кривая) и 0,005 м (верхняя кривая).

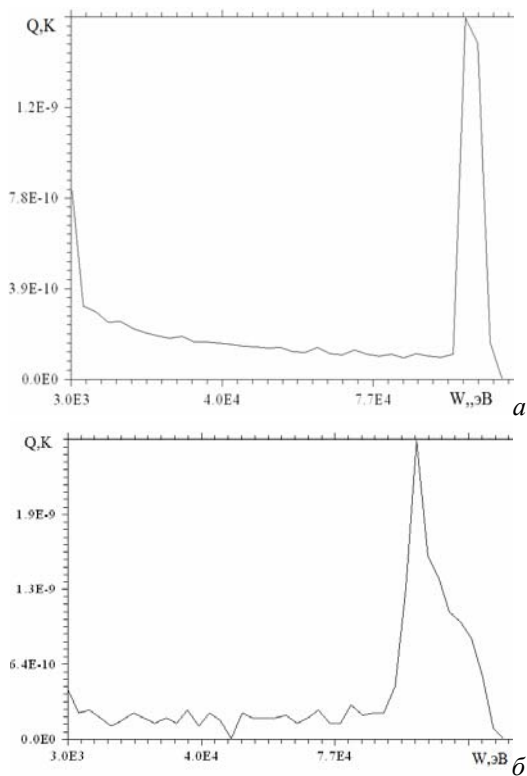


Рис.4. Энергетический спектр ускоренных дейтронов на мишени: ток эмиссии 1 А (а), ток эмиссии 15 А (б)

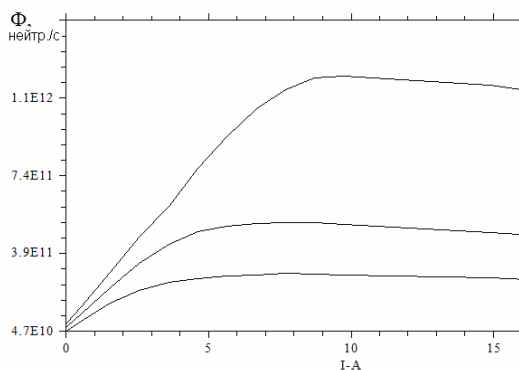


Рис.5. Зависимость мгновенного нейтронного потока от эмиссионного тока при разной длине ускоряющего зазора

Анализ полученных зависимостей говорит о существенном влиянии эмиссионного тока на процесс извлечения дейтронов из плазмы источника дейтронов и процессы формирования и ускорения дейтронного потока в диодном зазоре.

Интересно отметить наличие максимума у зависимости тока ускоренных дейтронов от эмиссионного тока в области значений  $\sim 10$  А. Этот максимум связан с фактором частичного запираения дейтронного тока собственным объемным зарядом, причем, чем длиннее промежуток, тем больше накопленный в нем пространственный заряд, и тем при меньших токах эмиссии наступает запираение.

На Рис.6 представлены зависимости потока дейтронов от длительности импульса напряжения на ускоряющем зазоре, рассчитанные для разных величин эмиссионного тока источника дейтронов. Амплитуда импульса напряжения, поданного на ускоряющий зазор, остается при этом неизменной.

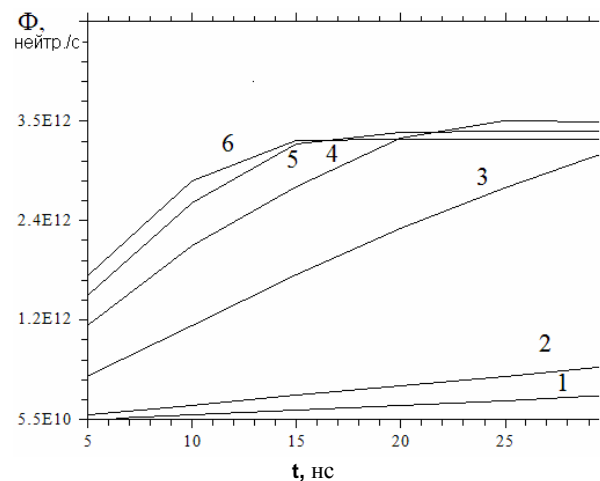


Рис.6. Зависимость мгновенного нейтронного потока от длительности импульса напряжения на ускоряющем зазоре. Кривая 1 –  $I=0,5$  А; кривая 2 –  $I=1$  А; кривая 3 –  $I=5$  А; кривая 4 –  $I=10$  А; кривая 5 –  $I=15$  А; кривая 6 –  $I=20$  А

При токе 10 А и длительностях импульса больше 20 нс происходит запираение диода объемным зарядом. При больших токах запираение происходит раньше.

Полученные данные по расчету полей и динамики в короткоимпульсных малогабаритных диодных системах позволяют сделать расчет мгновенного нейтронного потока, излучаемого ВНТ, используя следующую формулу [1]:

$$\Phi = \frac{sn}{e\tau} \sum_j q_j \sum_{i < j} (W_{i+1} - W_i) \frac{\sigma(W_i)}{F(W_i)},$$

где  $s$  – коэффициент стехиометрии мишени УТ по тритию;  $n$  – концентрация ядер металлонесителя мишени;  $q_i$  – заряд группы дейтронов, соответствующий энергии  $W_i$  (МэВ) (эти числа получаются из энергетического спектра, построенного на Рис.4),

$$\sigma(W_i) = \frac{5.8 \cdot 10^{-27} \Gamma^2 \exp(-\frac{1.72}{\sqrt{W_i}})}{W_i \Gamma^2 + (W_i - W_p)^2} - \text{микросечение}$$

ядерной реакции  $T(d,n)^4He$  ( $m^2$ );  $W_p = 0.096$  МэВ – резонансное значение энергии дейтрона,  $\Gamma = 0,174$  МэВ – ширина резонанса ядерной реакции,

$$F(W_i) = \frac{nZ}{N_A} \sqrt{W_i} \left( \alpha \frac{1 + \beta \sqrt{W_i}}{W_i^{1.275} + \gamma} + \frac{\alpha_H}{Z} \frac{1}{W_i^{1.275} + \gamma_H} \right) - \text{тор-$$

можные потери дейтрона в мишени (МэВ/м) [3];  $Z$  – заряд ядер мишени;  $N_A$  – число Авогадро.

Расчет проводился для титановой мишени, насыщенной тритием, с коэффициентом стехиометрии  $s = 1$  ( $\alpha = 28,07$ ;  $\beta = 0,110$ ;  $\gamma = 0,038$ ;  $\alpha_H = 80$ ;  $\gamma_H = 0,028$ ) для высоковольтного импульса с амплитудой 100 кВ и длительностью 10 нс. Расчет дал значение мгновенного потока нейтронов в полный телесный угол на уровне  $10^{11}$  нейтр./с.

Результаты, приведенные в статье, получены в процессе выполнения государственного контракта № П-248 Федеральной целевой программы «Научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Б.Ю. Богданович, А.В. Нестерович, А.Е. Шиканов, М.Ф. Ворогушин, Ю.А. Свистунов. Дистанционный радиационный контроль с линейными ускорителями заряженных частиц // *Линейные ускорители для генерации тормозного излучения и нейтронов*. М.: «Энергоатомиздат». 2009, т.1, с.272-276.
2. В.И. Ращиков. Расчет электромагнитных полей в структурах сложной геометрии // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»* (18). 1990, в.10, с.50-53.
3. А.В. Нестерович, А.Е. Шиканов. Функции торможения нуклидов водорода в мишенях резонансных ускорителей для генерации нейтронов // *Научная сессия НИЯУ МИФИ-2010, Аннотации докладов, т.1, Ядерная физика и энергетика*, М., 2010, с.167.

*Статья поступила в редакцию 23.09.2011 г.*

## NANOSECOND NEUTRON PULSE GENERATION IN DIODE ACCELERATION TUBES WITH VACUUM ARC DISCHARGE AND LASER DEUTERON SOURCES

*A.N. Didenko, V.I. Rashchikov, V.I. Rishkov, A.E. Shikanov*

Nonsteady process of deuteron pulse formation and acceleration to neutron produced target at vacuum acceleration tubes is investigated. Deuterons are emitted from vacuum arc discharge or laser deuteron sources. This generation mechanism has been studied by numerical simulations using a relativistic electromagnetic PIC code. The results obtained shows essential dependence of deuteron plasma emission, forming and accelerating processes in diode from the final deuteron current. Neutron flow calculation can be done based on short pulse dynamic investigation.

## ГЕНЕРАЦІЯ НАНОСЕКУНДНИХ НЕЙТРОННИХ ІМПУЛЬСІВ У ДІОДНИХ ПРИСКОРЮВАЛЬНИХ ТРУБКАХ З ВАКУУМНО-ДУГОВИМИ І ЛАЗЕРНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ ДЕЙТРОНІВ

*A.N. Діденко, В.І.Ращіков, В.І. Рижков, О.Є. Шиканов*

Досліджено нестационарний процес формування та прискорення дейтронних імпульсів струму до нейтроно-утворюючої мішені в вакуумних прискорювальних трубках для генерації нейтронів. Дослідження проводилося на чисельній моделі з використанням релятивістського електромагнітного PIC-коду. Отримані дані по розрахунку полів і динаміки в коротко-імпульсних малогабаритних діодних системах дозволяють зробити розрахунок миттєвого нейтронного потоку, випромінюваного вакуумною прискорювальною трубкою.