

04:12
©1995 г.

УСКОРЕНИЕ ДЕЙТРОНОВ И ГЕНЕРАЦИЯ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НЕЙТРОНОВ СИЛЬНО ПЕРЕНАПРЯЖЕННЫМИ РАЗРЯДАМИ В ДЕЙТЕРИИ

В.Я.Аверченков, Л.П.Бабич, Т.В.Лойко, Н.Г.Павловская, С.П.Пузов

Федеральный Российский ядерный центр, Арзамас-16,
Нижегородская область, Россия
(Поступило в Редакцию 4 мая 1994 г.)

Реализовано ускорение дейтронов в газовом разряде при относительно повышенных давлениях дейтерия. Эксперименты выполнены на основе генераторов импульсов высокого напряжения (250–800 кВ) наносекундного диапазона. В диодах, где катодом являлась титано-третиевая мишень, зарегистрированы импульсы нейтронов длительностью $\tau_{0.5} = 2.3 \pm 0.4$ нс с максимальным выходом $1.5 \cdot 10^6$ н/имп. Измеренная зависимость выхода нейтронов от давления дейтерия представляет собой одногорбую кривую, максимум которой увеличивается с ростом напряжения холостого хода генератора, а его положение смещается в область малых давлений. Наносекундные импульсы *DT*-нейтронов могут использоваться для калибровки приборов, предназначенных для регистрации быстропротекающих ядерно-физических процессов.

В обзорах [1,2] описан широкий класс ускорителей ионов дейтерия D^+ , работающих в микросекундном диапазоне времен при давлениях дейтерия в ускорительных трубках $P = 10^4 - 6 \cdot 10^{-2}$ Тор и предназначенных для генерации импульсов нейтронов. Такие ускорители применяются для градуировки детекторов излучений в ядерно-физических исследованиях, в нейтронном каротаже и т.д. С увеличением Pd до 0.1–1 Тор·см напряжение пробоя газового промежутка смещается в область минимума кривых Пашена $U_b(Pd)$ и генерация нейтронов становится невозможной, так как величина пробивного напряжения в окрестности минимума (0.2–2 кВ [3]) явно недостаточна для ускорения дейтронов в область энергий эффективной реакции ядерного синтеза. С уменьшением длительности фронта импульса напряжения не только увеличивается перенапряжение на газовом промежутке, но, что важно, минимум кривых $U(Pd)$ смещается в область высоких начальных давлений (концентраций частиц газа) [4]. В результате пробой развивается при довольно больших Pd на левой ветви $U(Pd)$ вдали от минимума, причем зависимость $U(Pd)$ становится гораздо слабее, чем $U_b(Pd)$, описывающая пробой в квазистационарном случае. Техника

генерирования наносекундных импульсов высокого напряжения с субнаносекундными и наносекундными фронтами позволяет реализовать в высокопоточной стадии газовых разрядов при $Pd \simeq 10^{-2} - 10^3 \text{ Тор} \cdot \text{см}$ импульсы напряжения с максимальным значением несколько сотен кВ при напряжении холостого хода U_g^{max} до 1 МВ [5-7]. Как установлено, высоковольтные наносекундные разряды в плотных газовых средах при многократных перенапряжениях развиваются в режиме генерации интенсивных потоков убегających электронов [8]. Естественно предположить, что в разрядах этого типа сдвигается в область больших значений верхняя граница давлений дейтерия, при которых формируются интенсивные потоки ускоренных дейтронов с энергиями, обеспечивающими значительную эффективность ядерного синтеза. При этом, с одной стороны, генерируются наносекундные импульсы нейтронов, необходимые в метрологии быстропротекающих ядерно-физических процессов, а с другой стороны, благодаря работе при повышенных давлениях увеличивается срок эксплуатации запаянных нейтронных ускорительных трубок, поскольку при достаточно высокой начальной концентрации газа ее относительное увеличение вследствие выделения гелия из мишени в результате распада трития невелико и слабее сказывается на величине пробивного напряжения, чем в случае микросекундных импульсов.

Величину выхода нейтронов N_n , ее зависимость от начального давления дейтерия, величины и длительности импульса приложенного напряжения оценим для разряда в газовом промежутке с катодом, являющимся одновременно мишенью, на которую налетает поток ускоренных ионов дейтерия. Выполним это на основании следующего выражения, записанного для плоскопараллельной геометрии без учета вклада энергичных атомов и молекул дейтерия, возникающих в процессе перезарядки [9]

$$N_n(t) = n_{g1} P s \int_0^t \alpha(t') dt' \int_{\epsilon_0}^{eU(t')} v_i f(\epsilon_i, T(t')) B(\epsilon_i) d\epsilon_i, \quad (1)$$

где $\epsilon_i = m_i v_i^2 / 2$ — кинетическая энергия дейтронов; $B(\epsilon_i)$ — выход нейтронов на один дейтрон, падающий на мишень с площадью облучаемой поверхности s ; n_{g1} — концентрация молекул D_2 при $P = 1 \text{ Тор}$; α — степень ионизации газоразрядной плазмы дейтерия, которую оценим в предположении, что превалирует ионизация электронным ударом, а ток $I(t)$ в основном определяется движением убегających электронов [8]

$$\alpha(t) = \frac{1}{es} \int_0^t I(t') \sigma_{\text{ion}}(\epsilon_e) dt', \quad (2)$$

$\sigma_{\text{ion}}(\epsilon_e)$ — сечение ионизации D_2 ударом убегającego электрона с энергией ϵ_e .

Для $\epsilon_i \leq \epsilon_0$ сечение реакции синтеза $\sigma_f = 0$ [10].

Элементарное кинетическое уравнение для функции распределения дейтронов по энергиям $f_i(\epsilon_i)$, учитывающее перезарядку как наиболее

эффективный процесс взаимодействия дейтронов с нейтральными частицами, записывается следующим образом:

$$eE \frac{\partial f_i}{\partial v_i} = -m_i v_i n_{g1} P(\sigma_i) f_i, \quad (3)$$

где σ_i — сечение перезарядки, $E(t) = U(t)/d$ — напряженность приложенного электрического поля.

Нормированное на единицу решение (3) имеет следующий вид:

$$f_i(\varepsilon_i) = T^{-1} \exp(-\varepsilon_i/T), \quad (4)$$

где эффективная “температура” дейтронов

$$T = eE/n_{g1} P(\sigma_t). \quad (5)$$

Используя для $B(\varepsilon_i)$ выражение, найденное в [10] для реакции ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$, в приближении постоянного стехиометрического коэффициента k [2] получим из (1)–(4) оценочную формулу для N_n

$$N_n \simeq \frac{I_{\max}}{e} \langle \sigma_{\text{ion}} \rangle n_{g1} P(\Delta t_I)^2 v_1 S \sum_{j=1}^4 F_j(\xi, \bar{T}) \Big|_{\xi=\varepsilon_0}^{\xi=\varepsilon_m}, \quad (6)$$

где $\langle \sigma_{\text{ion}} \rangle$ — среднее значение сечения ионизации электронным ударом; Δt_I — длительность импульса тока на полувысоте; $v_1 = v_i$ ($\varepsilon_i = 1$ кэВ); $S \simeq 2.2 \cdot 10^{-5} \sqrt{(1+3k/A)(k/A)}$ [10]; $\varepsilon_0 = 20$ кэВ [10]; $\varepsilon_m = eU_{\max}$; U_{\max} — максимальное значение импульса напряжения, реализующегося на промежутке,

$$F_1 = - (a_1 \xi^2 + a_2 \xi + 2.5 a_1 \bar{T} \xi + b_1(\bar{T})) \sqrt{\varepsilon_0} \delta^{-1} \exp(-\delta \xi / \bar{T}),$$

$$F_2 = b_1(\bar{T}) \sqrt{\pi \bar{T}} \delta^{-1} \Phi_0 \left(\sqrt{2\delta \xi / \bar{T}} \right),$$

$$F_3 = - (a_0 a_4 \xi + b_2(\bar{T}) + a_4 \ln \xi) \sqrt{\xi} \exp(-\xi / \bar{T}),$$

$$F_4 = (2a_4 + b_2(\bar{T})) \sqrt{\pi \bar{T}} \Phi_0 \left(\sqrt{2\xi / \bar{T}} \right) + a_4 \int e^{-\xi^2 / \bar{T}} \ln \xi^2 d\xi,$$

$$\delta = 1 - a_0 \bar{T}, \quad b_1(\bar{T}) = 3.75 a_1 \bar{T}^2 + 1.5 a_2 \bar{T} + a_3,$$

$$b_2 = 1.5 a_0 a_4 \bar{T} + a_5,$$

$$\Phi_0 x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-t^2/2} dt.$$

Значения коэффициентов $a_0 = 0.005$ кэВ⁻¹, $a_1 = 2.6 \cdot 10^{-4}$ кэВ⁻², $a_2 = -0.264$ кэВ⁻¹, $a_3 = 80.8$, $a_4 = -2.56$, $a_5 = -75.652$ [10], \bar{T} — среднее значение T в интервале Δt_I .

Из (6) видно, что выход нейтронов сильно зависит от Δt_I . По этой причине в разрядах наносекундного диапазона следует ожидать уменьшения N_n на 5–6 порядков по сравнению с микросекундными источниками нейтронов, где $N_n \lesssim 10^8$ п/имп [1,2]. Однако применение генератора наносекундных импульсов высокого напряжения, обеспечивающих протекание килоамперных токов в высоковольтной стадии газового разряда [4,8], позволяет надеяться на формирование интенсивных потоков дейтронов, ускоренных до энергии $\varepsilon_i \gg \varepsilon_0$ и, следовательно, получение наносекундных импульсов нейтронов. Оценим N_n для условий сильно перенапряженных наносекундных разрядов в D_2 в диоде с титано-третиевой мишенью, ориентируясь на параметры генератора импульсов высокого напряжения с субнаносекундным фронтом (см. таблицу), на основе которого выполнены исследования явления убегающих электронов в плотных газах [8]. Полагая в (6) $I_{\max} = 1$ кА, $U_{\max} = 150$ кэВ, $E = 500$ кВ/см, $P = (5-0.5)$ Тор, $\Delta t_I = 2$ нс, $\langle \sigma_{\text{ion}} \rangle \simeq 10^{-18}$ см² [11], $\langle \sigma_t \rangle = 6 \cdot 10^{-16}$ см² [12], $k = 1.5$ [1], $\bar{T} \simeq T_{\max}$, находим $N_n \simeq 3 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^5$ п/имп, что доступно для современных методов регистрации нейтронов [13].

Этот результат носит оценочный характер, поскольку все величины за исключением стехиометрического коэффициента, являются функциями P , что формула (5) не учитывает. Для получения точной зависимости $N_n(P)$ необходимо для каждого значения P решить сложную задачу кинетики электронов и ионов в самосогласованном электрическом поле, являющимся суперпозицией поля пространственных зарядов и импульса переменного внешнего поля, который в свою очередь определяется параметрами генератора и кинетикой заряженных частиц. Тем не менее характер зависимости $N_n(P)$ можно установить на основании соотношений (1), (2), (4), (5) исходя из того, что энергетический спектр убегающих электронов находится в области, где сечения уменьшаются с ростом энергии. Поэтому при возрастании давления среднее сечение ионизации $\langle \sigma_{\text{ion}} \rangle$ увеличивается вследствие увеличения частоты столкновений электронов с молекулами дейтерия и, как следствие, уменьшения их средней энергии. Кроме того, поскольку исследования ориентированы на левую ветвь $U(\text{Pd})$, то уменьшение U_{\max} с ростом давления также является причиной некоторого увеличения $\langle \sigma_{\text{ion}} \rangle$, хотя, как отмечалось выше, зависимость $U(\text{Pd})$ гораздо слабее, чем для микросекундных импульсов [4,8]. Ток $I(t)$ в (2) также довольно слабо увеличивается с ростом P [8]. Следовательно, согласно (1) и (2), степень ионизации плазмы дейтерия $an_{g1}P$ и, следовательно, поток ионов на мишень увеличиваются с ростом P . Но, с другой стороны, “температура” ионов T , согласно (5), уменьшается с ростом P , что приводит к экспоненциальному обеднению функции распределения $f_i(\varepsilon_i)$ в высокоэнергетичной области, ответственной за ядерный синтез. Кроме того, поток дейтронов на мишень слабеет вследствие уменьшения v_i (см. (1)). Таким образом, зависимость $N_n(P)$ на левой ветви $U(\text{Pd})$ обладает максимумом в окрестности некоторого P_{\max} , где усиливающаяся роль убегающих электронов в генерации плазмы компенсируется слабеющим вкладом ионов в реакцию синтеза, причем подъем $N_n(P)$ ожидается менее крутым, чем убывание после максимума $dN_n/dP|_{P < P_{\max}} < |dN_n/dP|_{P > P_{\max}}$.

Генератор	U_g^{\max} , кВ	\mathcal{E} , Дж	U_{\max} , кВ	N_n^{\max} , п/имп	P_{\max} , Тор
РИНГ [5]	250	0.5	150	$\sim 10^4$	3
БЕТА [6]	400	3	300	$6 \cdot 10^4$	1
МИН [7]	800	12	500	$5 \cdot 10^5$	0.3

Для практической реализации ускорения дейтронов при повышенных давлениях дейтерия и получения наносекундных импульсов нейтронов были использованы генераторы наносекундных импульсов высокого напряжения, аналогичные описанным в [5-7]. В отличие от генератора МИН, описанного в [7], в данной работе использована конструкция с дополнительным разрядником-обострителем, что позволило сократить длительность фронта импульса напряжения. Все три генератора формировали импульсы высокого напряжения с фронтами менее 1 нс.

В таблице приведены характеристики генераторов: максимальное значение U_g^{\max} импульсов напряжения в режиме холостого хода, запас энергии в накопителе высоковольтного блока \mathcal{E} .

Нагрузкой в большинстве опытов являлась запаянная нейтронная трубка типа ТЭН [14], в которой один электрод выполнен из тонкой танталовой фольги в виде полого цилиндра диаметром 9 мм, а вторым электродом являлась мишень, изготовленная из гидрида титана (Ti-D или Ti-T) в форме плоского диска диаметром 14 мм. Межэлектродное расстояние d составляло 2.5 мм. Концентрация дейтерия в трубке менялась путем его выделения в результате нагревания дейтерида титана, помещенного в ампулу, сообщающуюся с внутренним объемом трубки. При изготовлении трубок применялась вакуумная технология, обеспечивающая минимальную потерю трития из мишени. Давление остаточных газов в отпаянной трубке составляло 10^{-7} Тор.

Импульсы высокого напряжения и тока регистрировались делителями и шунтами с временным разрешением $\lesssim 1$ нс. Запись осуществлялась на осциллографе с полосой пропускания 300 МГц. Регистрацию нейтронов проводили методом заткнутой регистрации [13]. Чувствительность метода $\sim 10^3$ п/отсчет.

Первые эксперименты были выполнены на генераторе типа РИНГ (см. таблицу). Осциллограммы импульсов напряжения холостого хода $U_g(t)$, напряжения $U(t)$, реализующегося на разрядном промежутке ускорительной трубки, и тока $I(t)$ приведены на рис. 1. Отметим слабую зависимость U_{\max} и I_{\max} от давления. Регистрация нейтронов велась в широком интервале начальных давлений дейтерия $—10^{-3}—20$ Тор. При разрядах в трубке с мишенью Ti-D выход нейтронов отличается сильной нестабильностью. Заметное превышение над фоном зарегистрировано в интервале давлений дейтерия 0.1-5 Тор только для мишени-катода. Отсутствие превышения над фоном для мишени-анода означает, что интенсивность реакций синтеза в газовом объеме пренебрежимо мала, а генерация нейтронов идет на мишени.

Выход нейтронов в трубке, где катодом являлась мишень Ti-T, устойчиво регистрируется в широком интервале давлений дейтерия.

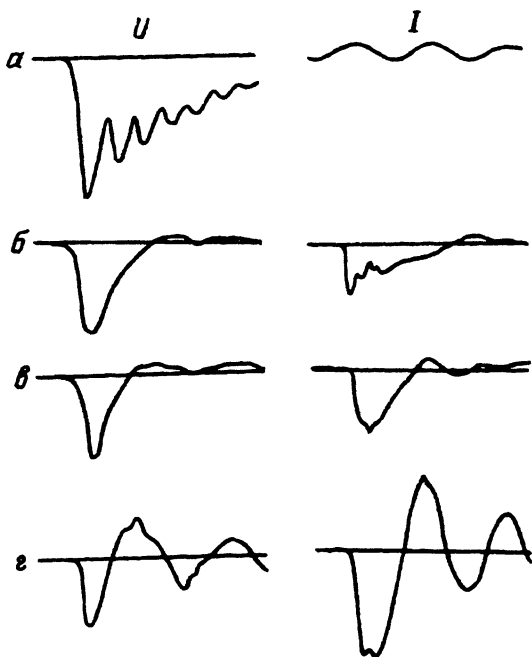


Рис. 1. Осциллограммы напряжения $U(t)$ и тока $I(t)$.

$a - P = 0.75$, $б - 3$, $в - 20$ Тор, $г -$ напряжение холостого хода $U_0(t)$, метки времени 100 МГц. Генератор РИНГ.

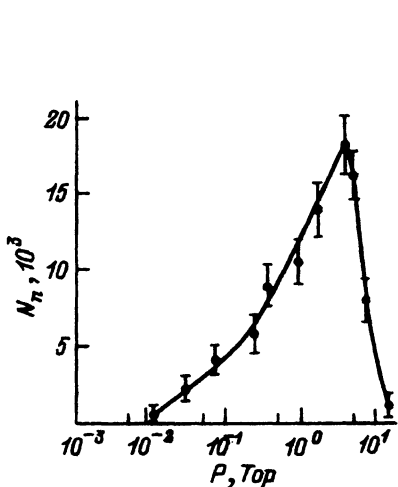


Рис. 2. Зависимость выхода нейтронов от давления 5 54 52 дейтерия. Генератор РИНГ.

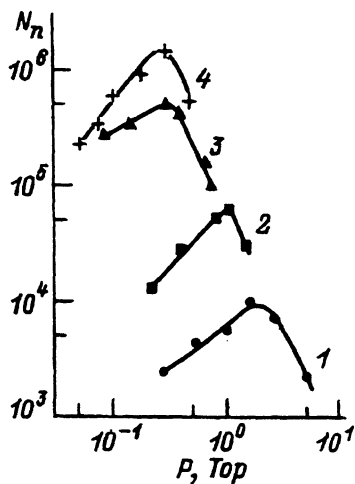


Рис. 3. Зависимость выхода нейтронов от давления дейтерия.

1 — РИНГ, 2 — БЕТА, 3 и 4 — МИН; 1-3 — трубка с цилиндрическим анодом, 4 — трубка с анодом из лезвий.

При обратной полярности электродов, когда мишень Ti-T являлась анодом, вновь регистрировалось только фоновое излучение во всем исследованном интервале давлений. Зависимость нейтронного выхода от давления дейтерия $N_n(P)$ представлена на рис. 2, где каждая точка есть среднее значение за 20 импульсов. При малых давлениях концентрация плазмы дейтерия $\alpha n_{g1}P$ слишком низка вследствие малой вероятности ионизирующих столкновений убегающих электронов с молекулами D_2 . Стабильное превышение над фоном надежно регистрируется начиная с $P \simeq 0.03$ Тор. С увеличением P выход нейтронов медленно возрастает вследствие увеличения $\alpha n_{g1}P$, достигая максимального значения $N_n^{\max} \simeq 2 \cdot 10^4$ н/имп при $P_{\max} \simeq 3$ Тор, после чего довольно быстро падает из-за уменьшения "температуры" дейтронов, и в области $P \gtrsim 20$ Тор вновь регистрируется только фоновый сигнал. Согласно рис. 1, с увеличением давления от 0.75 до 20 Тор максимальное значение напряжения U_{\max} , реализующегося на трубке, уменьшается от 160 до 120 кВ. Следовательно, соответственно уменьшается и максимальная энергия дейтронов ϵ_m . Однако зависимость U_{\max} от давления слабая и уменьшение "температуры" дейтронов обусловлено непосредственно увеличением концентраций D_2 , приводящим к возрастанию частоты столкновений дейтронов с нейтральными молекулами. Максимальное значение импульса тока при этом возрастает также относительно слабо — от 0.8 до 2 кА, следовательно, его изменение слабо влияет на степень ионизации плазмы при изменении начального давления газа. Экспериментальная зависимость $N_n(P)$ согласуется с ее толкованием на основании формул (1), (2), (4), (5). Однако априорная количественная оценка нейтронного выхода, сделанная на основании соотношения (6) и информации о зависимости тока и напряжения при разрядах в воздухе от P [8], сильно завышает его величину в области малых давлений. В этой области в силу $\langle \sigma_t \rangle n_{g1}Pd \ll 1$ "температуру" дейтронов нельзя ввести, и (6) приводит к количественно неверным результатам. В области $P \gtrsim 1$ Тор результаты численных оценок N_n согласуются с экспериментальными данными, подтверждая способность высоковольтных наносекундных разрядов, развивающихся в плотных газах в условиях многократных перенапряжений, генерировать потоки ускоренных ионов с энергиями порядка eU_{\max} .

Можно ожидать, что с увеличением U_g^{\max} увеличивается перенапряжение на трубке и возрастает выход нейтронов при данном давлении дейтерия, а положение максимума N_n^{\max} смещается в область более высоких давлений. Соответствующие эксперименты выполнены на генераторах БЕТА и МИН при давлениях 0.01–5 Тор в трубке с титано-третиевой мишенью [15]. Результаты измерений представлены в таблице и на рис. 3. В таблице U_{\max} — максимальное значение импульса напряжения, реализующегося на промежутке при давлении P_{\max} , когда регистрируется максимальный выход нейтронов $N_n^{\max} = N_n(P_{\max})$. Видно, что N_n действительно возрастает с ростом U_g^{\max} . Однако при этом максимум $N_n(P)$ смещается в область малых давлений. Эту неожиданность можно попытаться объяснить тем, что с ростом U_g^{\max} в наших экспериментах хуже удовлетворяется требование высокой чистоты дейтериевой плазмы и мишени, которое является критическим в экспериментах по ядерному синтезу. Действительно,

поскольку с ростом U_g^{\max} увеличивается рабочее напряжение на промежутке, возрастают эмиссионный ток и потоки на электроды заряженных частиц и быстрых атомов и молекул, являющихся результатом процесса перезарядки, то интенсифицируются все механизмы десорбции газов со стенок и электродов ускорительной трубки [16–18], в результате увеличивается скорость поступления в плазму вредных примесей, снижающих эффективность реакции синтеза. Очевидно, за время импульса молекулы, десорбированные с поверхности катода, не успевают распространиться в глубь плазмы, а остаются в прикатодной области, повышая локальную концентрацию газа и снижая эффективность ускорения ионов дейтерия в области катодного падения потенциала. Чем выше начальное давление в трубке, тем меньше расстояние, на которое распространяется за время импульса десорбированные молекулы, тем сильнее загрязнение прикатодного слоя и меньше энергия, приобретаемая ионами дейтерия в катодном слое.

О сильном влиянии десорбированных газов на эффективность синтеза свидетельствуют отрицательные результаты первых экспериментов, выполненных на ускорителе МИН, в которых после нескольких импульсов зарегистрировано повышение давления в трубке от начального 0.02 до 0.1 Тор. Увеличение давления дейтерия в трубке до 0.5 Тор не привело к генерации нейтронов. Поэтому была выполнена процедура, включающая “тренировку” трубки серией высоковольтных импульсов при начальном давлении дейтерия 0.1 Тор, затем повторную вакуумную обработку и отпайку при вакууме $P \sim 10^{-7}$ Тор. В результате на ускорителе МИН с этой трубкой был зарегистрирован максимальный выход $N_n = 5 \cdot 10^5$ н/имп (см. таблицу).

Интересно отметить близость кривой $N_n(P)$ для РИНГ и результатов экстраполяции кривых $N_n(P)$ для БЕТА и МИН в области больших P на рис. 3. Можно предположить, что в этой области давлений эффект от увеличения энергии ионов дейтерия из-за увеличения перенапряжения на трубке компенсируется уменьшением концентрации плазмы вследствие уменьшения сечения ионизации, обусловленного смещением спектра убегающих электронов в область высоких энергий, а также усилением десорбционных процессов с ростом перенапряжения.

Подбор геометрии разрядного промежутка позволяет существенно увеличить выход нейтронов. Так, в трубке с анодом, изготовленным из лезвий, расположенных ортогонально поверхности катода, выход на МИН возрос до $N_n^{\max} = 1.5 \cdot 10^6$ н/имп (кривая 4 на рис. 3), причем положение максимума P_{\max} практически то же, что и на кривой 3, полученной в экспериментах, где анодом являлся цилиндр из фольги. Амплитуда напряжения на разрядном промежутке составляет ≈ 570 кВ.

Из осциллограмм, приведенных на рис. 1, видно, что в интервале давлений 0.75–20 Тор длительность высоковольтной стадии разряда уменьшается с ростом длительности от 10 до 4 нс. Поэтому для получения импульсов нейтронов длительностью $\tau(n) \sim 1$ нс повышенные давления предпочтительнее.

Выход нейтронов в трубках, работающих в генераторах РИНГ и БЕТА, оказался недостаточным для проведения измерений временных параметров импульса излучения. Измерения $\tau(n)$ были выполнены в экспериментах на ускорителе МИН с трубкой с цилиндрическим анодом при давлении дейтерия 0.3 Тор, когда реализуется максимальный

выход нейтронов N_n^{\max} (см. таблицу). Осциллограмма импульса напряжения на трубке представлена на рис. 4. Максимальное значение амплитуды $U_{\max} = 0.5$ МВ, длительность на полувысоте 4 нс. При таком напряжении генерация нейтронов сопровождается интенсивным рентгеновским излучением. Разделение импульсов излучений осуществлялось за счет разновременности прихода ДТ-нейтронов и рентгеновских квантов на детектор, удаленный от мишени на необходимое расстояние. Использовались детекторы с фотоумножителями СНФТ-3 ($\tau_{0.5} \simeq 4.5$ нс) и СНФТ-8 ($\tau_{0.5} \simeq 1.5$ нс) со скинтиллирующей пластмассой марки СПС-Б10 ($\tau_{0.5} \simeq 1.3$ нс). Размер скинтиллятора: диаметр 50 мм, высота 100 мм. Запись осуществлялась на осциллографе СРГ-6 с полосой пропускания 1.5 ГГц. Трубка и детекторы излучения помещались в свинцовый экран для уменьшения потока на них рассеянного рентгеновского излучения. Подбором поглощающих слоев из свинца сигнал от прямого рентгеновского излучения уменьшался до величины, удобной для одновременной регистрации с нейтронами. Детекторы располагались под углом 90° к оси пучка дейтронов на расстояниях $l = 0.5, 1.1$ и 1.8 м от мишени. Временное разрешение каналов регистрации определено с помощью импульса рентгеновского излучения длительностью на полувысоте $\tau_{0.5}(\gamma) = 0.8$ нс ускорителя БЕТА [6]. Разрешающее время канала, в котором использован СНФТ-3, составило 7 нс, канала с СНФТ-8 — не более 4.5 нс.

На рис. 5 приведены осциллограммы рентгеновского и нейтронного импульсов, полученных по каналу с СНФТ-3 на разных расстояниях от мишени. Измеренная чувствительность детектора составляла $2.6 \cdot 10^{-10}$ А·с·см²/квант. Первый пик на рис. 5,а-в соответствует импульсу рентгеновского излучения, второй — нейтронам. Увеличение свинцового фильтра до 6 см ослабило рентгеновское излучение так, что на расстоянии 0.5 м от детектора регистрировались только нейтроны (рис. 5,з). Измеренные длительности импульсов рентгеновского излучения и нейтронов на полувысоте составили $\tau_{0.5}(\gamma) = 7$ нс и $\tau_{0.5}(n) = 9$ нс. Увеличение разновременности $\tau_{\gamma n}$ между импульсами рентгеновского излучения и нейтронов с увеличением расстояния l свидетельствует о генерации ДТ-нейтронов, но величина $\tau_{\gamma n}$ на 2-3 нс больше значения, оцененного по скорости ДТ-нейтронов, что связано, по-видимому, с большей инерционностью процессов ускорения ионов D₂ и генерации нейтронов в газовом разряде по сравнению с ускорением электронов и процессы излучения рентгеновских квантов. Измерения по каналу с СНФТ-8, имеющим более высокое временное разрешение, но хуже чувствительность, проводились на расстоянии 0.5 м. На рис. 6 представлены осциллограммы двух измерений с разной фильтрацией излучения свинцовыми слоями. Длительности импульсов излучений уменьшились соответственно до $\tau_{0.5}(\gamma) \simeq 4.5$ нс и $\tau_{0.5}(n) \simeq 7$ нс. Уменьшение измеренных длительностей γ и n импульсов несомненно свидетельствует о том, что истинные значения длительностей меньше временного разрешения системы регистрации.

Для восстановления истинной формы импульсов был использован способ обратной свертки на основе метода Голда [19]. На рис. 7 приведены типичные формы зарегистрированных, восстановленных γ -, n -импульсов и калибровочный импульс рентгеновского излучения. Результаты обработки и усреднение пяти осциллограмм показали, что

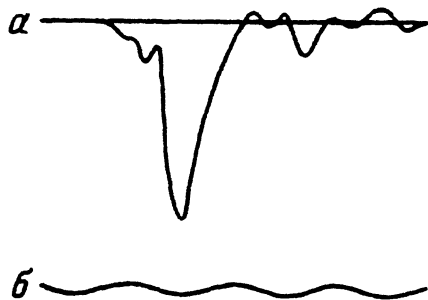


Рис. 4. Осциллограмма импульса напряжения на трубке *a* при $P = 0.3$ Тор (генератор МИН, частота меток времени b 100 МГц).

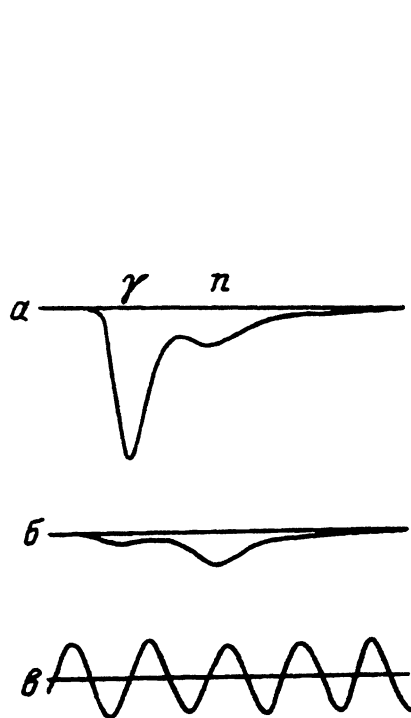


Рис. 6. Осциллограммы импульсов жесткого компонента 56 рентгеновского излучения γ и нейтронов n при $l = 0.5$ м. Свинцовый фильтр 2.5 (*a*), 3.5 см (*b*). Детектор СНФТ-8. Частота меток времени (*в*) 100 МГц.

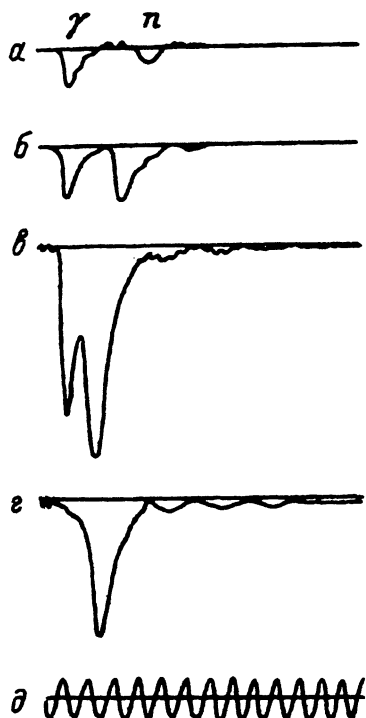


Рис. 5. Осциллограммы импульсов жесткого компонента рентгеновского излучения γ и нейтронов n . $l = 1.8$ (*a*), 1.1 (*б*), 0.5 м (*в, г*). Детектор СНФТ-3. Частота меток времени (*д*) 100 МГц.

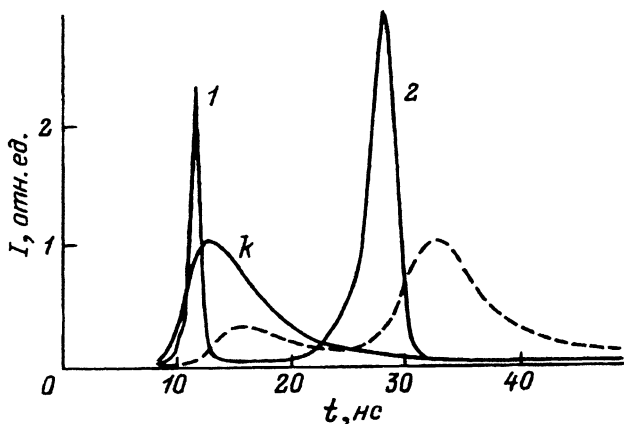


Рис. 7. Измеренные (штриховая линия) и восстановленные (сплошные) импульсы жесткого компонента рентгеновского излучения (1) и нейтронов (2) в относительных единицах (к — калибровочный импульс).

длительность восстановленного импульса рентгеновского излучения составляет $\tau_{0.5}(\gamma) = 1.2 \pm 0.3$ нс, а импульс нейтронов — $\tau_{0.5}(n) = 2.3 \pm 0.4$ нс. Сравнивая эти значения, следует иметь в виду, что регистрировалась только наиболее жесткая часть рентгеновского излучения, поэтому $\tau_{0.5}(\gamma) < \tau_{0.5}(n)$. Длительность всего рентгеновского излучения определяется длительностью процесса генерации убегающих электронов, которая ближе к длительности импульса напряжения на трубке, чем длительность процесса генерации потока дейтронов на мишень.

Полученные экспериментальные результаты убедительно свидетельствуют в пользу того, что генерация ускоренных дейтронов является газоразрядным эффектом, а реакция ядерного синтеза в основном протекает в результате бомбардировки мишени-катода потоком ускоренных ионов, генерируемых в газоразрядной плазме дейтерия. В области давлений $P \gtrsim 1$ Тор результаты численных оценок согласуются с экспериментальными данными, полученными на основе генератора РИНГ, подтверждая способностью высоковольтных наносекундных разрядов, развивающихся в плотных газах в условиях многократных перенапряжений, генерировать потоки ускоренных ионов с энергиями порядка eU_{\max} . Следует отметить, что реакция синтеза является процессом второго порядка относительно формирования плазмы дейтерия и ускорения ионов и, следовательно, ускорение ионов до меньших энергий без генерации нейтронов реализуется при давлениях, гораздо больших, чем несколько десятков Тор, как на рис. 2. Это можно показать теоретически, основываясь на экспериментальных данных по выходу нейтронов при давлениях $P \sim 10$ Тор. Для понимания смещения максимума выхода нейтронов в область малых давлений с ростом перенапряжения и слабой зависимости выхода от перенапряжения при больших давлениях потребуются специальные экспериментальные исследования, сопровождаемые более глубоким теоретическим анализом.

Разряд в дейтерии при давлении порядка 0.3 Тор, реализованный на основе генератора МИН в запаянной трубке с тритиевой мишенью, является надежным источником наносекундных импульсов ДТ-нейтронов, достаточно эффективным для калибровки импульсных

детекторов проникающих излучений с высокой чувствительностью. В режиме одиночных включений устройство выдержало более 10^3 пусков с потоком нейтронов $\sim 10^{15}$ н/с без заметного изменения параметров нейтронного импульса.

Авторы благодарны Н.Г. Макееву за ценные советы, высказанные в процессе проведения исследований, и полезное обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Александрович Э.-Г.В., Соковишин В.А. // ПТЭ. 1961. № 5. С. 7-25.
- [2] Пыбин А.С., Шиканов А.Е. // Изв. вузов. Физика. 1985. № 8. С. 3-31.
- [3] Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. 605 с.
- [4] Павловский А.И., Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В. // ДАН СССР. 1985. Т. 28. № 6. С. 1359-1363.
- [5] Цукерман В.А. // Вестн. АН СССР. 1971. № 11. С. 18-25.
- [6] Белкин Н.В., Тараканов М.Ю., Тарасов М.Д. // ПТЭ. 1987. № 6. С. 133-135.
- [7] Лобов С.И., Павловская Н.Г., Пузов С.П. // ПТЭ. 1991. № 2. С. 35-38.
- [8] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. 1990. Т. 160. Вып. 7. С. 49-82.
- [9] Бабич Л.П., Лойко Т.В. // ДАН СССР. 1990. Т. 313. № 4. С. 846-849.
- [10] Кирьянов Г.И., Сыромукоев С.В. // ВАНТ. Радиационная техника. 1982. № 2. С. 53-56.
- [11] Rike F., Prepejchal W. // Phys. Rev. A. 1972. Vol. 6. N 4. P. 1507-1519.
- [12] McClure G.W., Granzaw K.D. // Ibid. 1962. Vol. 125. P. 3.
- [13] Горбачев В.М., Замятнин Ю.С. // Атомная энергия. 1957. Т. 3. № 8. С. 101-105.
- [14] Павловская Н.Г., Эльяш С.Л., Дронь Н.А., Слоева Г.Н. // ПТЭ. 1978. № 5. С. 29-31.
- [15] Бабич Л.П., Лойко Т.В., Павловская Н.Г., Пузов С.П. // Тез. докл. VI конф. по физике газового разряда. Казань, 1992. С. 24-25.
- [16] Тарасова Л.В. // ДАН СССР. 1966. Т. 167. № 2. С. 330-333.
- [17] Бабич Л.П., Тарасов М.Д. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 23. С. 1365.
- [18] Лобов С.И., Павловская Н.Г. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 23. С. 1373-1377.
- [19] Горбачев В.М., Горбунов В.В., Королев В.Н., Курякин В.Ф. // ПТЭ. 1972. № 3. С. 232-236.