Advanced Simulation and Computing".

Литература

1. *Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т.*// ДАН. 1987. № 296. С. 576.
2. *Куриленков Ю. К.*// ТВТ. 1980. № 18. С. 1312.
3. *Hahn Y.*// Physics Letter A. 1993. No. 231. P. 82.
4. *Романовский М. Ю.*// ЖЭТФ. 1998. № 144. С. 1230.
5. *Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И.*// УФН. 1994. № 164. С. 297.
6. *Kuzmin S. G., O`Neil T. M.*// Physics of Plasmas. 2002. No. 9. P. 3743.
7. *Каклюгин А. С., Норманн Г. Э.*// ТВТ. 1984. № 22. С. 1041.
8. *Игнатов А. М., Коротченко А. И., Макаров В. П., Рухадзе А. А., Самохин А. А.*// УФН. 1995. № 165. С. 113.
9. *Killian T. C., Lim M. J., Kulin S., Dumke R., Bergeson S. D., Rolston S. L.*// Phys. Rev. Letters. 2001. No. 86. P. 3759.
10. *Фортов В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т.* Физика неидеальной плазмы. — М.: Физматлит, 2004.
11. *Эбелинг В., Крефт В., Кремп Д.* Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле. — М.: Мир, 1979.
12. *Ланкин А. В., Норман Г. Э.*// ДАН. 2008. № 418. С. 466.
13. *Ланкин А. В., Норман Г. Э.*// ТВТ. 2008. № 46. С. 170.
14. *Морозов И. В., Норман Г. Э.*// ЖЭТФ. 2005. № 127. С. 412.
15. *Гуревич А. В., Питаевский Л. П.*// Там же. 1964. № 46. С. 1281.
16. *Елецкий А. В., Смирнов Б. М.* Элементарные процессы в плазме: Энциклопедия низкотемпературной плазмы/ Ред. В. Е. Фортов. Вводный том. Ч. I. 2000. С. 190—266.
17. *Ланкин А. В., Норман Г. Э.*// Прикладная физика, 2009. Ч. I. № 3. С. 25.
18. *Krainov V. P., Sofronov A. V.*// Contribution to Plasma Physics. 2007. No. 47. P. 234.
19. *Крайнов В. П., Софронов А. В.*// ЖЭТФ. 2006. № 130. С. 43.
20. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Квантовая электродинамика. — М.: Физматлит, 2001.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.

Fluctuation approach in the theory of nonideal plasma.
Part II. Collisional recombination in nonideal plasma

A. V. Lankin, G. E. Norman
Joint Institute for High Temperatures of RAS, Moscow, Russia

Molecular dynamic model of collisional recombination in nonideal plasma is obtained. Rate of recombination in nonideal plasma from nonideality parameter different from extrapolation of rate of three body recombination in ideal plasma. Decreasing of rate of recombination in strongly nonideal plasma is discovered. Collisional recombination change to three body recombination by decreasing of nonideality parameter.

PACS: 52.25.-b

УДК 533.9:537.5

Инерционное электростатическое удержание и ядерный синтез в межэлектродной плазме наносекундного вакуумного разряда.
Часть I. Эксперимент*

Ю. К. Куриленков
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

М. Скоронек
Лаборатория плотной плазмы, Университет Пьера и Марии Кюри, Париж, Франция

Исследованы свойства аэрозольного вещества высокой плотности мощности в межэлектродном пространстве наносекундного вакуумного разряда. Проанализированы возможности выпуска и/или запирания быстрых ионов и жесткого рентгена ансамблями кластеров и микрочастиц. Экспериментально продемонстрирована возможность одновременного частичного запирания (диффузии) рентгеновского излучения и полного запира-

включая столкновительный DD-микросинтез. Исследовались режимы работы микрореактора и их воспроизводимость. В целом эффективность генерации жесткого рентгеновского излучения и нейтронов в предлагаемом вакуумном разряде с полым катодом может быть на два порядка выше, чем в схеме "мощный лазерный импульс—облако кластеров". Зарегистрирован и воспроизводим экспериментально многократно повторяющийся ядерный синтез, сопровождаемый пульсирующимся выходом DD-нейтронов. Обсуждены механизмы ускорения ионов в межэлектродной среде и принципиальная роль образования виртуального катода в наблюдаемых процессах ядерного синтеза.

PACS: 52.50.-b

Введение

Довольно простые лабораторные эксперименты, выполненные за последние годы, заметно дополняют крупномасштабные исследования в области физики высоких плотностей энергий (мощности). В частности, эксперименты по фемтосекундному облучению кластеров (включая дейтериевые) продемонстрировали, каким образом можно получить рентгеновское излучение, быстрые ионы и даже нейтроны из DD-синтеза при вводимой лазерной энергии лишь ~ 0,1—0,5 Дж [1]. Различные состояния вещества в необычных условиях и сложная физика обнаруживаются и при изучении вакуумного разряда, где еще в XX веке было накоплено много информации [2, 3]. Разумеется, вакуумный разряд как таковой (и без дополнительного лазерного воздействия на электроды) в принципе может быть использован для генерации пеноподобных мишеней при исследовании вещества высокой плотности мощности. В частности, использование стохастических аэрозольных ансамблей микрочастиц в межэлектродном пространстве наносекундного вакуумного разряда малой энергии также позволяет решать фундаментальные задачи повышения эффективности выхода рентгеновского излучения и быстрых ионов (или же их запирания) и реализации столкновительного ядерного микросинтеза, что и составляет предмет наших исследований.

Различные возможности генерации рентгена и нейтронов в условиях вакуумного разряда демонстрировались многими авторами [4—10]. Наибольшая информация накоплена для магнитосжатых (пинчевых) областей микроплазм экстремальных параметров (в основном для ~ 1 кДж и ~ 10^2 кА установок). Возможная роль пылевых частиц в концентрации энергии в "горячих точках" также обсуждалась в работе [10]. Небезынтересно попытаться оперировать со стохастической межэлектродной средой вакуумного разряда более систематическим образом и при значительно более умеренных параметрах разряда (~ 1 Дж, ~ 1 кА) в целях выявления специфики генерации рентгена и нейтронов [11]). В данной работе продолжено обсуждение полученных в этом направлении результатов, начатое ранее в работе [12].

Межэлектродные ансамбли комплексной плазмы (холодные кластеры с возможным включением доли микроплазм) генерировались быстрым энерговводом (~ 10^8 Дж/с) в "мишень" из твердотельных кластеров анодного материала, автоматически "приготовляемую" за фронтом анодного факела на предпробойной стадии после прикладывания напряжения [11—13]. Деталь, взятая для эксперимента, представлена схематически на рис. 1: полная вложенная энергия $E \approx 1$ Дж; прикладываемое напряжение $U = 70$ кВ; длительность $t = 50$ нс; ток $I_{max} = 1$ кА; времяпролетные (TOF) измерения на расстояниях 30—90 см от источника плазмы; диапазон делений $P \approx 10^{-2}$—10^{-7} мбар).

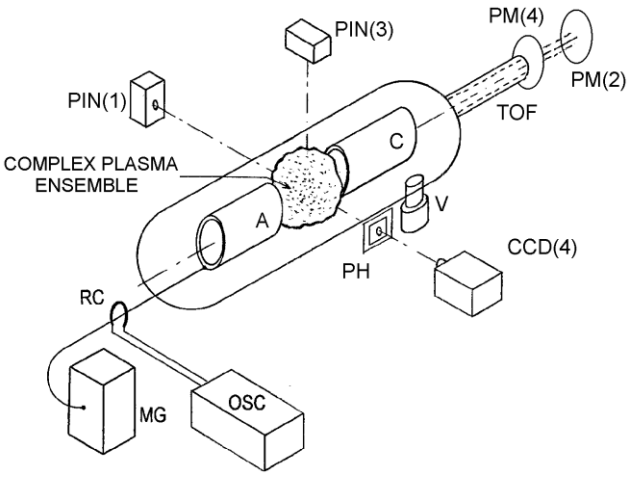
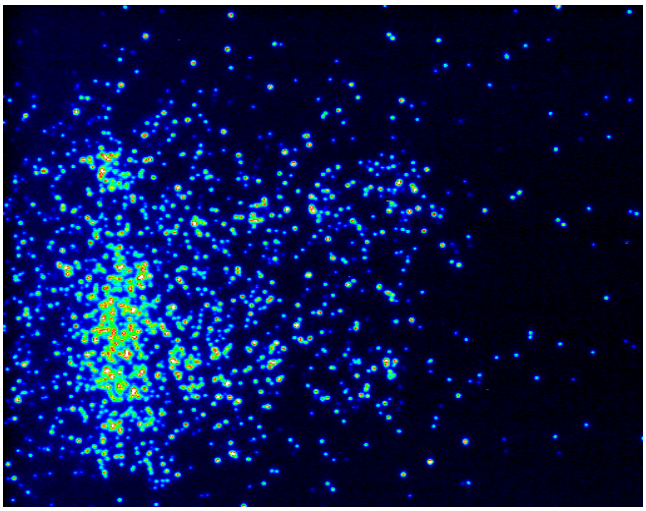


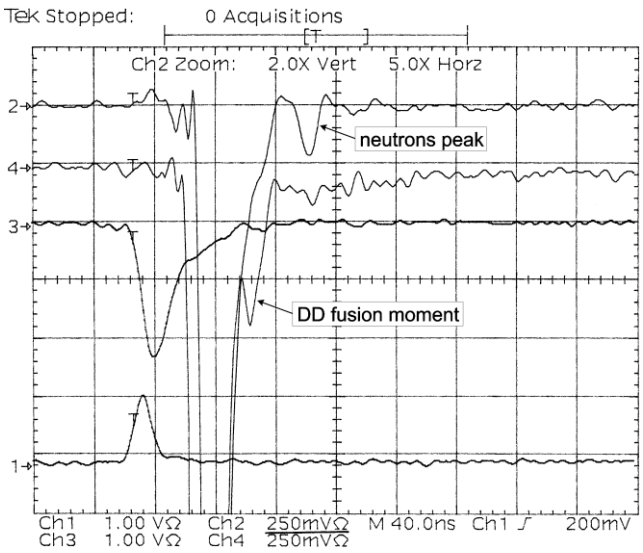
Рис. 1. Схема эксперимента для генерации межэлектродной среды с многократно повторяющимся DD ядерным синтезом в наносекундном вакуумном разряде [12]: MG — Маркс-генератор; *RC* — пояс Роговского; A и C — дейтерированный анод и полый катод; PIN-фотодиоды, калиброванные в рентгеновском диапазоне (1—20 кэВ); CCD(4) — камера; PH — отверстие (обскура), покрытое алюминиевой фольгой, 0,1 мм; PM(4) и PM(2) — фотоумножители; OSC — осциллограф; TOF — труба для времяпролетных измерений; V — вакуумный насос

Прохождение через среду основного тока сопровождалось интенсивным излучением жесткого рентгена ~ 0,01 Дж (рис. 2, *a*—7, *a*). Одновременно были зарегистрированы быстрые ионы с энергиями 0,1—1 МэВ или выше. Их энергия оценива-

лась вначале из времяпролетных измерений с Fe-анодом [11].



а



б

Рис. 2. Динамика рентгена в режиме 1:
а — CCD-фото в рентгене для прозрачного межэлектродного ансамбля малой плотности с DD-синтезом, что сопровождается умеренным нейтронным выходом ($\sim 10^5/4\pi$); ***б*** — экстравспышка в рентгене на Ch.4 — проявление начала ядерной реакции (чувствительность канала 2—250 мВ; деление временной сетки — 40 нс). Задержка нейтронного пика на канале 2 соответствует ≈ 46,6 нс/м (или 2,45 МэВ нейтронам из-за DD-горения)

Как электроны, так и ионы могут достигать звуковой скорости на фронтах гидродинамически расширяющихся микроплазм или могут быть аномально ускорены коллективными полями, появляющимися при определенных условиях в межэлектродном пространстве [14]. В силу большой массы основная кинетическая энергия содержится в ионах. В результате внутренние области ансамблей (или отдельные локальные объемы) могут напоминать "микрореактор" благодаря встречным столкновениям самих быстрых ионов или же их столкновениям с отдельными медленными частицами или/и кластерами межэлектродного облака. Это делает возможным реализовать ядерный DD-синтез и исследовать его специфику, в частности, зависимость нейтронного выхода как функции плотности межэлектродных ансамблей, их геометрии и других экспериментальных параметров разряда. В данной работе продолжено обсуждение выявленных в эксперименте особенностей ядерного синтеза в межэлектродном пространстве миниатюрного вакуумного разряда малой энергии.

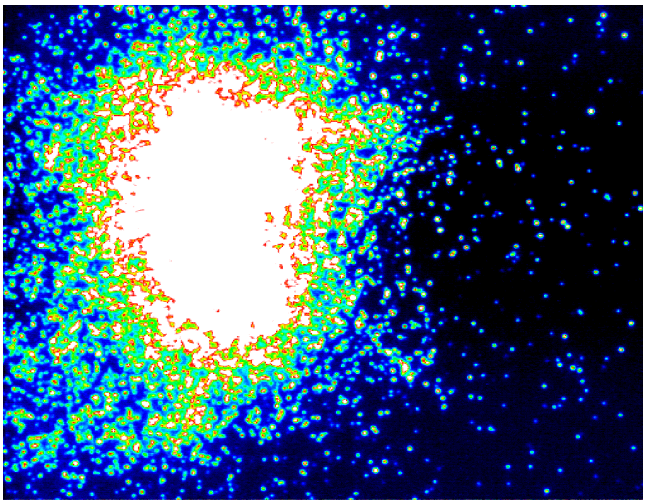
Эксперимент. Микросинтез и нейтронные пики

Источник комплексной плазмы (см. рис. 1) состоит из цидиндрической вакуумной камеры диаметром 50 мм, имеющей три окна закрытых майларовой пленкой толщиной 70 мкм. Камера подсоединена к вакуумному насосу (до 10^{-6}—10^{-7} мбар), работающему в непрерывном режиме во время серии разрядов. Два электрода расположены на одной оси: цилиндрические анод и полый катод различной формы. Расстояние между электродами варьировалось с шагом 0,1 мм в диапазоне 2—7 мм. Источник включал коаксиальный высоковольтный кабель (с импедансом 50 Ом), подсоединенный к четырехступенчатому генератору Маркса, посылающему 50 нс импульс напряжением 70 кВ на нагрузку в 50 Ом. Обычно значение тока достигало 1 кА.

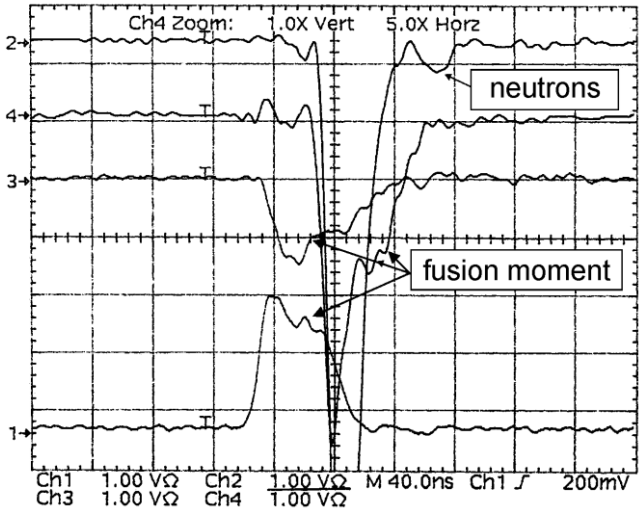
Три майларовых окошка позволяли измерять интенсивность рентгена в трех перпендикулярных направлениях (в плоскости, примерно совпадающей с торцом анода). Еще одно окно и/или труба TOF обеспечивает измерения через торец полого катода. Калиброванные PIN-диоды, имеющие время нарастания сигнала от 1 до 2 нс, использовались при измерении рентгеновского выхода. Рентгеновские CCD-изображения межэлектродных ансамблей регистрировались через обскуру (менее 0,1 мм) в пластине свинца толщиной 1 мм. Фольга Al толщиной менее 100 мкм закрывала отверстие для регистрации лишь жесткого рентгена.

Генерация нейтронов в рентгеновских ансамблях (типа приведенных на рис. 2, *а* и 3, *а*) регистрировалась в экспериментах с модифицированным Cu—Pd-анодом, дейтерированным при электролизе в тяжелой воде (6 ч при токе 100 мА) [11, 12]. Напомним, что каналы 1 и 3 (см. рис 1) показывают интенсивность рентгена с максимальной чувствительностью в диапазоне 10—20 кэВ. Более жесткий рентген (> 60 кэВ) регистрировался обычно фотоумножителем, закрытым 2-мм Cu-поглотителем (PM(2)-сигнал всегда задержан на ≈ 35 нс по

сравнению с PIN-диодами, а каналы 1, 3 совпадают с ними в реальном времени). TOF-измерения проводились с помощью PM(4) и PM(2) (см. рис. 1), расположенных на одной оси с электродами на максимальных расстояниях в 45 и 50—90 см, соответственно (каналы 4 и 2 на осциллограммах типа на рис. 2, *б*).



а



б

Рис. 3. Динамика рентгена в режиме 2:
а — плотный ансамбль с большим нейтронным выходом ($\sim 10^6/4\pi$) в изотропном приближении; ***б*** — более сильный и широкий нейтронный пик по сравнению с изображенным на рис. 2, *б* (чувствительность канала 2 — 1 В). Момент начала горения DD представлен немонотонностью на Ch 1,3

Помимо обычного жесткого, в основном тормозного, рентгена (первый широкий пик на канале 2), PM(2) может регистрировать хорошо воспроизводимый сигнал (второй слабый пик) с задержкой около 46,6 нс/м, что типично именно для 2,45 МэВ нейтронов из DD-реакции синтеза. В то же время PM(4) регистрирует сам момент реакции как реперную временную точку (в реальном времени она совпадает с изломом сигнала PIN-диодов, как хорошо видно на рис. 2, *б* и 3, *б*). Второй маленький пик на сцинтилляторе перед PM(2) соответствует нейтронному выходу реакции D + D = n + He^3 (см. рис. 2, *б* и 3, *б*). Изменение расстояния между источником плазмы и PM(2) сопровождается соответствующим смещением во времени второго (нейтронного) пика. Одновременно с TOF-схемой также использовались пластины. Их обработка показала меняющееся число треков в зависимости от числа разрядов.

Энергия дейтронов E_D, оцененная из "размытия" времени прилета нейтронов $\Delta t \approx 778\ d_{SD}\ (E_D)^{1/2}$ на детектор, составляет около 20 кэВ (d_{SD} — расстояние до детектора в метрах, E_D — энергия ионов в кэВ) [15].

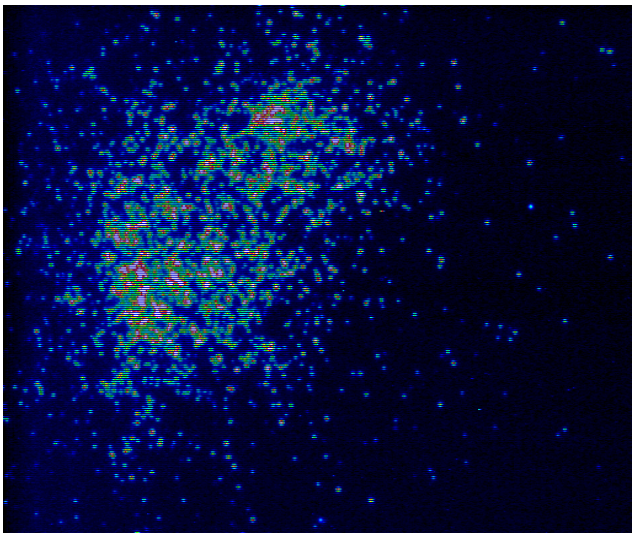
Величина нейтронного выхода, оцениваемая в изотропном приближении, изменяется от выстрела к выстрелу и составляет около $(10^5—10^7)/4\pi$ на вложенный $\approx 1\ J$ полной энергии, вложенной для инициации всех процессов.

Типичный пример из накопленной базы данных с относительно слабым нейтронным выходом дан на рис. 2. (Именно малый выход рентгена позволил в этом случае зарегистрировать сам момент реакции). Ансамбли более плотные и с насыщенным рентгеном дают больший нейтронный выход (см. рис. 3, *б*), чувствительность канала 2 на рис. 2 и 3 различны. Линейность функции "нейтронный выход — интенсивность CCD-снимков в рентгене" примерно сохраняется в указанном выше диапазоне, и эта тенденция качественно иллюстрируется CCD-снимками и нейтронными пиками для определенного класса ансамблей типа приведенных на рис. 2 и 3. В этом диапазоне жесткий рентген может выходить из ансамблей, в то время как быстрые ионы будут частично заперты на различном уровне плотности кластеров в ансамбле [12].

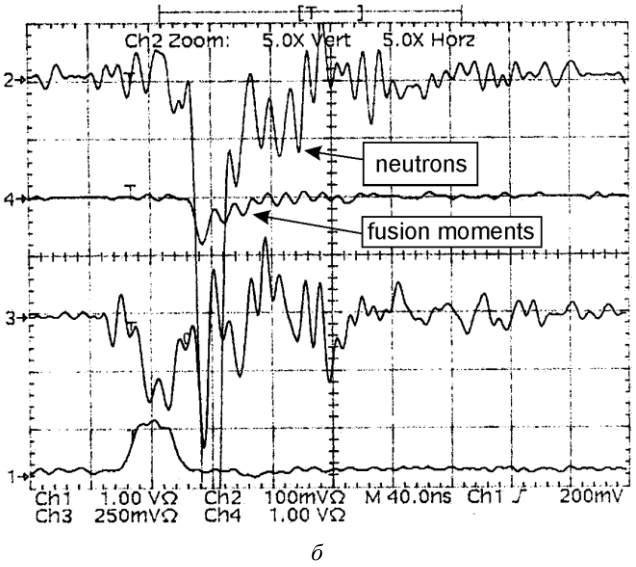
Запертые быстрые ионы, частично диффузный рентген и многократно повторяющийся DD-синтез

Другая наблюдавшаяся особенность нейтронного выхода приведена на рис. 4, *а*, *б*. CCD-картина на рис. 4, *а* показывает ансамбль промежуточной плотности кластеров, в то время как осциллограммы (канал 2, PM(2), L = 50 см, чувствительность 100 мВ) обнаруживают существенный пульсирующий выход нейтронов (см. рис. 4, *б*). Такой многократно повторяющийся синтез (МПС) в "пылевых" ансамблях может реализовываться как из-за развития некоторых неустойчивостей в токонесущей среде, так и благодаря коллективным явлениям в межэлектродном пространстве. Соответствующий экстрарентген для каждого момента

DD-синтеза регистрируется как всплески или изломы на сигналах с PIN-диода (канал 3) и фотоумножителя PM(4) (правая часть кривой интенсивности промодулирована экстрарентгеном в моменты синтеза).



а



б

Рис. 4. Динамика рентгена в режиме 3:
а — CCD-фото в рентгене для разреженного и прозрачного ансамбля с многократным DD-синтезом; ***б*** — пульсирующий нейтронный выход, Ch 2, несколько рентгеновских пиков на Ch 4 — последовательные моменты DD-реакций

Интенсивность нейтронного выхода ослаблена для этого случая из-за роли установленной перед PM(2) пластины из Pb толщиной 3 мм как поглотителя и отражателя рентгена. Отметим, что элементы как минимум двух моментов синтеза (каналы 1—3), сопровождавшиеся двумя слившимися нейтронными пиками (Ch 2), могут быть распознаны и на осциллограммах на рис. 3, *б*. Осцилляторный характер выхода нейтронов (типа рис. 4, *б*) указывает на развитие колебательных процессов в определенных режимах разряда.

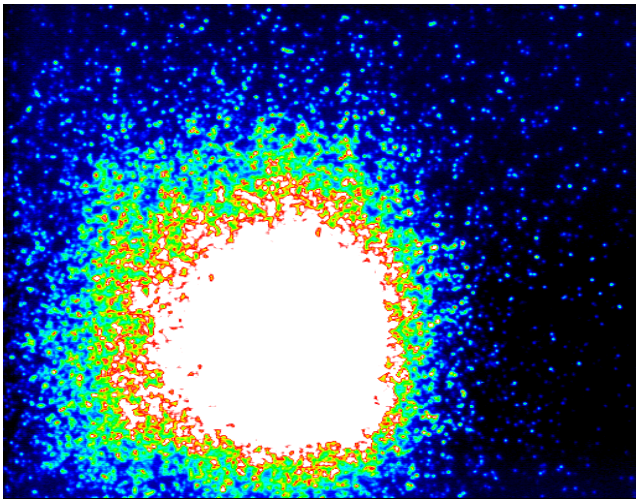
Другой эффект может возникнуть, если увеличить концентрацию кластеров, но уменьшить их средний размер (в нашем случае он составляет ≈ 0,01—1 мкм, в то время как при лазерном облучении кластеров в [1] это было ~ 10^{-3} мкм). Изменяя межэлектродный объем в пределах порядка величины (изменением эффективного расстояния между анодом и катодом d_{eff} ~ 0,2—0,7 см в выбранной геометрии разряда) и почти не меняя при этом величину массопереноса с анода (~ 10^{-7} г), можно частично регулировать уровень поглощения и многократного рассеяния внутри ансамбля кластеров. (Вариация давления в пределах 10^{-6}—10^{-2} мбар также влияет на процесс конденсации паров анода).

Известно, что будучи запертым в разупорядоченной системе в диффузном режиме, $\lambda << l_{sc} << R$, свет может совершать долгое блуждание перед тем как покинет среду из приповерхностной области [16—18] ($l_{sc} = 1/N_0 Q_S$ – средний пробег фотонов из-за рассеяния; R — размер ансамбля и λ — длина волны; Q_S — сечение рассеяния; N_0 — плотность рассеивающих частиц, $N_0^{-1/3} >> \lambda$).

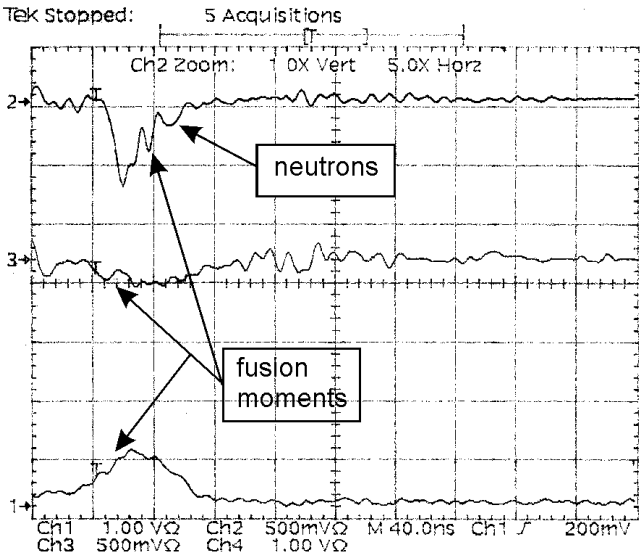
Действительно, динамика рентгена в режиме, близком к диффузии (рис. 5), имеет особености, отличающиеся от обычных прозрачных и разупорядоченных ансамблей типа, показанных на рис. 2—4. В реальном времени диффузный рентген меньших энергий (~ 3—10 кэВ) “задерживается“ с выходом из объема частично самоорганизованного рентгеновского “шара” в сравнении с очень жестким рентгеном, который не заперт (канал 2, фотоны с энергией ≥ 60 кэВ). Поскольку сигнал с PIN-диодов в диффузном режиме ослаблен из-за поглощения, но растянут во времени (см. рис. 5, *а, б*), то не наблюдается обычная электронная задержка во времени сигнала фотоумножителя (~ 35 нс) в сравнении с обычными недиффузными режимами (типа, приведенного на рис. 2, *б*—4, *б*).

Расстояние “источник — PM(2)” для разряда на рис. 5 составляло около 50 см, и PM(4) был вообще убран, но момент синтеза зафиксирован как PIN-диодами, так и непосредственно самим PM(2) (см. рис. 5, *б*). В то же время быстрые ионы оказываются полностью запертыми в ансамблях этого типа (TOF-сигнал отсутствует на PM(2)).

Представляется оправданным попытаться совместить преимущества ансамблей с МПС (см. рис. 4) и ансамблей кластеров с диффузным рентгеном и с полностью запертыми ионами (см. рис. 5).

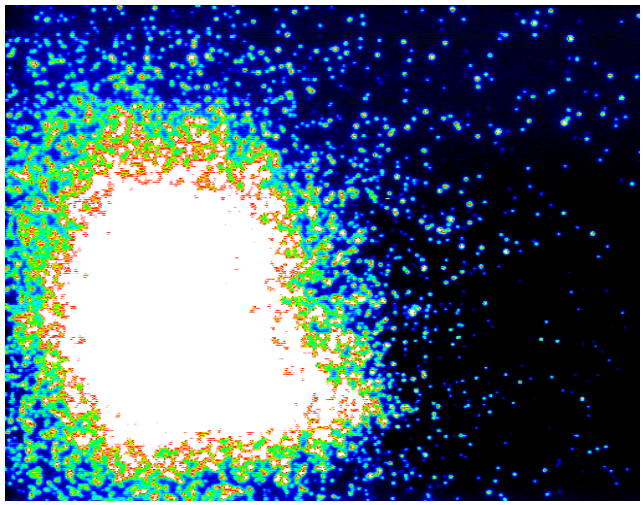


а

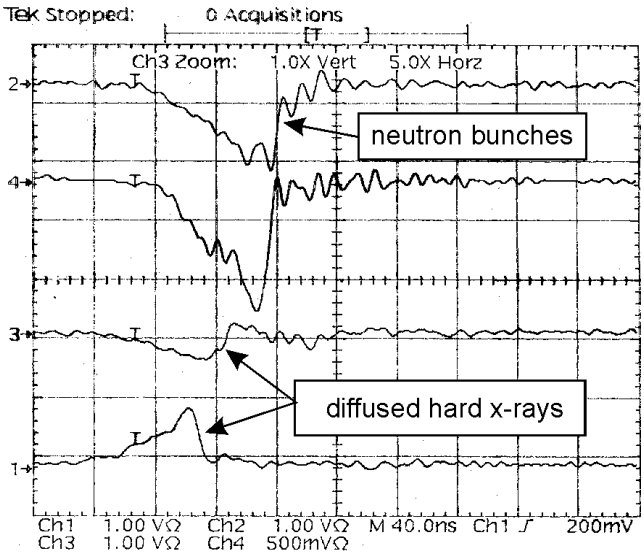


б

Рис. 5. Динамика рентгена в режиме 4:
а — CCD-фото плотного самоорганизованного кластерного ансамбля (с частичной диффузией рентгена) как источника нейтронов (∅ ≈ 0,5 см, пылевой "микрореактор"); ***б*** — рентген (каналы 1, 3) из-за рассеяния и диффузии внутри "шара" ослаблен и выходит с задержкой (в основном из скин-слоя). Быстрые ионы (TOF-режим) полностью захвачены



а



б

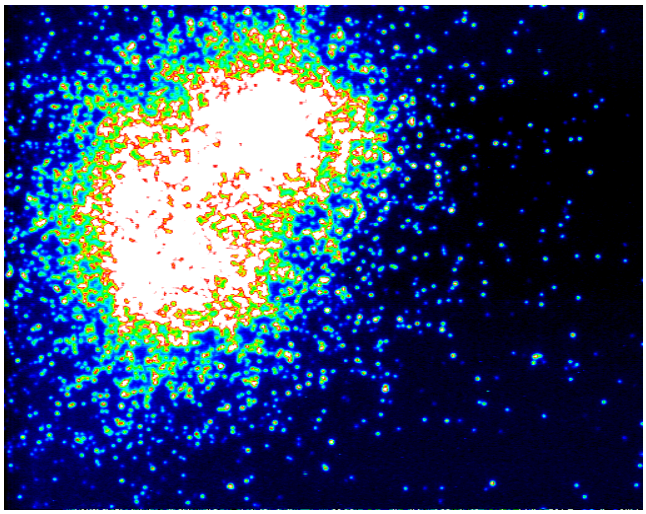
Рис. 6. Динамика рентгена в режиме 5:
а — CCD-фото плотного квазисимметричного кластерного ансамбля с захваченными ионами и многократным (повторяющимся) DD-синтезом ("микрореактор" на комплексной плазме); ***б*** — диффузный рентген выходит с некоторой задержкой (Ch 1, 3 как на рис. 5, *б*), и несколько пиков экстрарентгена в моменты реакции (Ch 4, левая часть кривой) сопровождаются повышенным пульсирующим нейтронным выходом (Ch 2, осцилляции сигнала)

Именно один из таких комбинированных ансамблей показан на рис. 6 как прототип настольного микрореактора на комплексной плазме. Зафиксирован яркий CCD-снимок квазисимметричного ансамбля с очень малым выходом рентгена (каналы 1—3). Растущая (левая) часть кривой интенсивности PM(4) (канал 4) представляет в основном экстрарентген с несколькими пиками, соответствующими МПС. Основная часть интенсивности PM(2) (канал 2) представляет сильный пульсирующий нейтронный выход как проявление МПС в ансамбле кластеров (L = 90 см; 0,5 мм Cu-поглотитель, канал 2 — чувствительность 1 В).

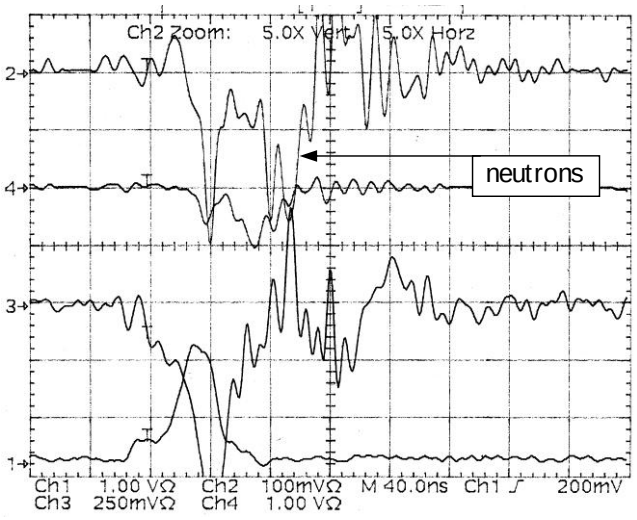
Отметим, что яркие ансамбли на рис. 5, *а* и 6, *а* с диффузией фотонов имеют низкий, но более длительный выход рентгена, а полное запирание ионов увеличивает выход нейтронов при МПС как минимум в несколько раз (при том же уровне дейтерирования Pd-анода).

Немедленная интерпретация процессов и осциллограмм систем с МПС и диффузным рентгеном (как на рис. 6) — непростая задача, как может показаться на первый взгляд, и опирается на всю базу данных по излучению накопленных CCD-снимков. Чтобы проиллюстрировать внут-

ренние процессы, следует сделать шаг назад. Ниже приведен пример межэлектродного ансамбля (рис. 7) с меньшей плотностью кластеров и частично разрушенной симметрией, но тоже с МПС.



а



б

Рис. 7. Динамика рентгена в режиме 6:
а — CCD-фото в жестком рентгене кластерного ансамбля промежуточной плотности с многократно повторяющимся синтезом (МПС); *б* — осциллограммы нескольких последовательных моментов DD-синтеза (коррелированные сигналы на Ch3 и Ch 4). Собственный рентген (на Ch 2) ослаблен свинцовой пластиной перед РМ(2)

Для подавления собственного рентгена, который перемешан с нейтронными пиками (см. рис. 6 канал 2) и с экстрарентгеном в моменты синтеза (см. рис. 6, канал 4) был использован поглотитель (пластина из Pb толщиной в 3 мм) перед РМ(2) (канал 2). Острый и сильный пик на канале 2 соответствует очень жесткому рентгену на фронте импульса, а последующий рентген ослаблен или поглощен. Пик малой интенсивности почти сразу после максимума соответствует экстрарентгену от первого синтеза в цепочке МПС (канал 2). Этот момент в реальном времени также совпадает с первым моментом в вариации сигнала PIN-диода (примерно 35 нс влево по временно́й шкале). Тем временем общий рентген из ансамбля в целом (канал 4) промодулирован рентгеном от МПС DD (этот эффект модуляции сигнала довольно отчетливо представлен также волнистой кривой интенсивности канала 3). Соответственно времени пролета набор нейтронных пиков зарегистрирован фотоумножителем РМ(2) (канал 2, нейтронные пики перемежающейся интенсивности частично ослаблены из-за частичного отражения нейтронов от свинца). Данный тип ансамбля с МПС, когда последовательно были зарегистрированы моменты синтеза каналами 1, 3 и 4, легко воспроизводятся и представляют существенную и типичную часть накопленной базы данных на данной стадии работы, в то время как ансамбли типа рис. 6 более редки. В целом типичная иерархия соответствующих времен при МПС для какого-то момента синтеза содержит обычно незадержанный сигнал на канал 1 или 3 в момент t_f, далее задержанный с электронным временем задержки сигнал на канале 4; t_f + 35 нс, и задержанный в соответствии со временем пролета нейтронный сигнал на канале 2; t_f + 35 нс + t_{TOF} , соответственно.

Таким образом, полученные результаты показывают, что довольно простая схема наносекундного разряда для генерации рентгена и нейтронов из вложенного 1 Дж энергии дополняет и расширяет возможности современного фемтосекундного лазерного облучения кластеров [1]. Эффективность генерации нейтронов и рентгена в нашем разряде может быть на два порядка больше, чем в работе [1] (10^4 нейтронов на 120 мДж лазерной энергии). Эта эффективность достигается в силу ряда причин [12] и, в частности, из-за большой длины свободного пробега дейтронов в экспериментах [1] (столкновительная длина пробега l_D для ионов D^+ много больше плазменных размеров, $l_D >> d_{focal}$ (диаметр d_{focal} = 200 мкм). В нашем случае возможны вариации соотношения между l_D и радиусом кластерного ансамбля, $R_{ball,}$. В результате возможно даже запирание всех быстрых частиц, генерированных внутри ансамбля, т. е. $l_D < R_{ball}$ (“пылевой стопинг").

Таким образом, довольно естественно, что нейтронный выход будет выше для ансамблей с ярким CCD и который менее прозрачен для рентгена и быстрых ионов. В то же время такое новое качество межэлектродных ансамблей как экспериментально выявленный МПС представляет еще одну потенциальную возможность для оптимизации выхода нейтронов.

Заключение

Исследуемые межэлектродные ансамбли в некотором смысле похожи на пенные мишени, предложенные ранее для лазерных мишеней в целях повышения нейтронного выхода [19]. В то же время, помимо возможного джоулева перегрева отдельных микрочастиц [12], другие механизмы ускорения ионов коллективными полями ($\sim eZ$) различной природы в межэлектродном пространстве требуют дальнейшего анализа [14, 20]. В частности, ранее была экспериментально установлена связь между токовыми неустойчивостями в вакуумной искре [20] и появлением аномально ускоренных ионов (энергии ионов достигали 10—15 МэВ при приложенном напряжении лишь 300 кВ). В стабильном режиме [20] прохождение тока соответствует закону 3/2, в то время как в нестабильном режиме эмиссионный ток превышает ленгмюровский предел, что проявляется в виде коротких (~ 5 нс токовых всплесков). Всплески эмиссионного тока сопровождались нарастанием потенциала плазменных слоев, примыкающих к фронту катодного факела.

Электростатическая модель, базирующаяся на концепции глубокой потенциальной ямы перед виртуальным катодом, была развита недавно [14] в целях объяснения, в частности, аномального ускорения ионов, рассмотренного еще в работе [20]. Было показано, что процесс образования и разрушения потенциальной ямы может повторяться и приводить к многократным всплескам анодного тока и генерации пульсирующих потоков ускоренных ионов и электронов. Эффективное ускорение могло иметь место за время жизни ямы T_W, превышающем период колебаний ($\sim\omega_{pi}^{-1}$) ионов, захваченных ямой. Пространственная полуширина нестационарной ямы была оценена как $l_W \approx 2v_0/\omega_{pe}$, где v_0 — скорость электронов. Оценка дала $l_W \approx 0{,}3$ см для эксперимента [20] с межэлектродным расстоянием $d = 2$ см.

Для наших экспериментальных условий она составляет $l_W \approx 0{,}1$ см ($d \approx 0{,}5$ см при неплоской геометрии электродов). Отметим, что длительность всплесков тока в [20] оказывается равной полуширине нашей рентгеновской экстравспышки, соответствующей непосредственно моменту DD-синтеза. Другими словами, длительность экстравспышки рентгена есть оценка снизу (или же непрямое измерение) времени жизни возможной потенциальной ямы в наших условиях ($T_W > \omega_{pi}^{-1}$).

В пользу электростатического механизма ускорения ионов в нашем эксперименте говорит их распределение по энергиям, представленное в определенной мере гистограммой числа треков на пластинах в зависимости от их размера (длина трэка примерно пропорциональна энергии ионов). Ранее в [13] было дано распределение для стандартного Fe-анода, использовавшегося в начале работы, и на рис. 8, *б* в [13] дано распределение для конструкции Cu—Pd-анода, использованного специально в экспериментах по DD-синтезу.

Продолжительный "хвост" в виде плато на рис. 8, *б* [13] имел продолжение вплоть до энергий порядка ≈ 3 МэВ. Максимальное число трэков на гистограмме соответствовало типичным энергиям ионов, полученным в TOF-измерениях ранее (≈300 кэВ) [11, 12].

Таким образом, пик Гамова для выхода DD-реакции синтеза будет расширен в наших условиях благодаря электростатически ускореным ионам D^+ в интервале ≈ 10—50 кэВ (по сравнению с обычным распределением ионов по скоростям типа зарегистрированного экспоненциального на рис. 8, *а* в [13]).

Численное моделирование виртуальных электродов и образование потенциальных ям явилось предметом следующего этапа работы в целях лучшего и полного понимания комплексной природы ускорения ионов в вакуумном разряде.

Отметим, что образование одно-, двух- и множественных ям и немаксвелловское распределение ионов по энергиям являются ключевым моментом в работах по синтезу с инерционным электростатическом удержанием (IECF) [21—23]. Исследование корреляции между структурами потенциальных ям и нейтронным выходом в IECF обнаружило, что не только их глубина, но именно нестабильность потенциала во времени скорее влияет на получение высокого выхода нейтронов при пучковых взаимодействиях [22]. Качественно похожий эффект в наших опытах представлен на рис. 7, *б* типичными промодулированными во времени сигналами при многократном синтезе, что может быть проявлением образования и динамики виртуального катода в нашем разряде.

Другие параллели со стационарным IECF и физики синтеза в импульсном разряде также могут быть поучительны и требуют дальнейшего и отдельного анализа. Однако уже распознанные основные особенности и специфика коллективного ускорения ионов в системах с инжекцией электронного пучка в дрейфовое пространство и виртуальными катодами в первую очередь могут быть учтены при последующем исследовании специфики ядерного синтеза в выбранной схеме наносекундного разряда [23—26]. Детальное моделирование экспериментальных условий методом частиц и возникающая общая физическая картина явлений, сопутствующих ядерному синтезу в наносекундном вакуумном разряде, будут представлены в части II данной работы [27].

Литература

1. *Ditmire T., Zweiback J., Yanovsky V. P., Cowan T. E., Hays G., Warton K. B.*// Nature (London). 1999. No. 398. P. 489; J. Zweiback, R. A. Smith, T. E. Cowan et al.// Phys. Rev. Lett. 2000. No. 84. P. 634.
2. *Mesyats G. A., Proskurovsky D. I.* Pulsed Electrical Discharge in Vacuum. — Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1989.
3. *Boxman R. L., Goldman S., Greenwood A.*// IEEE Trans. Plasma Sciences. 1997. No. 25. P. 1174—1186.
4. *Cohen L., Feldman U., Swartz M., Underwood J. H.*// J. Opt. Soc. Am. 1968. No. 58. P. 843.
5. *Schwob J. L., Frenkel B. S.*// Physics Letters. 1972. No. 40A. P. 81.
6. *Lie T., Elton R. C.*// Phys. Rev. A 3. 1971. P. 865.
7. *Feldman U., Goldsmith S., Schwob J. L., Doschek A.*// Astrophys. Journal. 1975. No. 201. P. 225.
8. *Negus C. R., Peacock N. J.*// J. Phys. D. 1979. No. 12. P. 91.
9. *Lee S., Conrads H.*// Physics Letters. 1976. No. 57A. P. 233.
10. *Mesyats G. A.* Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The breakdown, the spark, and the arc. — Moscow: Nauka, 2000.
11. *Kurilenkov Yu. K., Skowronek M., Louvet G., Rukhadze A. A., Dufty J.*// Journal de Physique IV. 2000. No. 10. P. 5—409.
12. *Kurilenkov Yu. K., Skowronek M.*// Journal of Physics (Pramana, Indian Acad. Sci.). 2003. No. 61. P. 1188—1196.
13. *Kurilenkov Yu. K., Skowronek M., Dufty J.* // J. Phys. A: Math & General (IOP). 2006. No. 39. P. 4375.
14. *Barengol'ts S. A., Mesyats G. A., Perel'shtein E. A.*// JETPh. 2000. No. 91. P. 1176.
15. *Lerche R.A., Phillion D. W., Tietbohl G. L.*// Rev. Sci. Instrum. 1995. No. 66. P. 933.
16. *Letokhov V. S.*// Sov. Phys. JETP. 1968. V. 26. No. 4. P. 835—840.
17. *Wiersma D., Lagendijk A.*// Phys. Rev. E. 1996. V. 54. No. 4. P. 4256—4265; Physics World. 1997. V. 10. No. 1. P. 33—37.
18. *van Albada M. P., van Tiggen B. A., Lagendijk Ad., Tip A.*// Phys. Rev. Lett. 1991. No. 66. P. 3132.
19. *Gus'kov S. Yu., Zmitrenko N. V., Rozanov V. B.*// Letters to JETPh. 1999. No. 66. P. 521.
20. *Plyutto A. A.*// JETPh. 1960. No. 12. P. 1106; *Korop E. D., Plyutto A. A.*// Journal of Technical Physics. 1970. No. 40. P. 2534.
21. *Hirsch R. I.*// J. Applied Physics. 1967. No. 38. P. 4522; Santarius John F.// US-Japan 5-th Workshop on IECF, Wisconsin, October. 2002; G. H. Miley, Ibid.
22. *Onishi M., Sato K. H., Yamamoto Y., Yoshikwa K.*// Nuclear Fusion. 1997. No. 37. P. 611.
23. *Nebel R. A. et al.*// Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 012701; J. Park, R. Nebel et al.// Ibid. P. 056315.
24. *Poukey J. W., Rostoker*// Plasma Physics. 1971. No. 13. P. 897; N. Rosinskii S. E., Rukhadze A. A., Ruhlin V. G.// JTPh. Letters. 1971. No. 14. P. 53.
25. *Ignatov A. M., Rukhadze A. A.*// Bulleten Lebedev Physics Institute. 1997. No. 11. P. 13.
26. *Dubinov A. E., Kornilov I. Yu., Selemir V. D.*// Uspekhi Phys. Nauk. 2002. No. 172. P. 1225.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 2008 г.

Inertial electrostatic confinement and nuclear synthesis at interelectrode media of nanosecond vacuum discharge.

Part I. Experiment

Yu. K. Kurilenkov
Joint Institute for High Temperatures of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

M. Skowronek
Laboratoire des Plasmas Denses, Université Pierre et Marie. Curie, Paris, France

We create and operate with a random interelectrode "dusty" media of high power density using the low energy nanosecond vacuum discharges. The subjects of our study are generation of energetic ions and DD neutrons, the trapping and release of fast ions by interelectrode complex ensembles of cold clusters and nanopaticles . The estimated experimental value of the neutron yield from DD-microfusion in the interelectrode space is variable and amounts to $\sim 10^5$—$10^7/4\pi$ per shot under just ≈ 1 J of total energy stored to create all discharge processes (U = 70 keV, I_{max} = 1 kA) . In a limiting case of total trapping of fast deuterium ions by the dense "dusty cloud" of clusters under partial hard x-rays diffusion and multiple fusion events inside, the pulsating neutrons yield have maximum values (table-top complex plasma "microreactor") being two order of magnitude higher than for experiments on DD fusion driven by Coulomb explosion of laser irradiated deuterium clusters.

PACS: 52.50.-b