

04;12

Особенности энергомассового состава плазмы коаксиального вакуумного наносекундного поверхностного разряда

© С.В. Бархвостов, И.Л. Музюкин, Ю.Н. Вершинин

Институт электрофизики Уральского отделения РАН,
620016 Екатеринбург, Россия
e-mail: lfd@iep.uran.ru

(Поступило в Редакцию 11 января 2006 г.)

Исследован энергомассовый состав плазмы, генерируемой в процессе наносекундного разряда по поверхности полиэтилена высокого давления в коаксиальных промежутках при разной полярности центрального электрода и при наличии или отсутствии вакуумного зазора с периферийным электродом. Выявлены особенности составов плазмы в зависимости от этих факторов. Показано, что коаксиальная схема наносекундного разряда по поверхности диэлектрика является эффективным источником многозарядной высокоскоростной плазмы.

PACS: 52.80.Vp, 52.80.-s, 52.50.Dg

Введение

Понимание процессов образования энергетического и зарядового составов плазмы при вакуумном высоковольтном пробое по поверхности имеет большое значение для создания новых источников многозарядных высокоэнергетических ионов. Пробой по поверхности является одним из самых эффективных методов создания плазмы с высоким содержанием многозарядных ионов. Ранее проведенные исследования показали наличие многозарядных ионов в плазме поверхностного наносекундного разряда [1,2]. Данная работа представляет собой расширенное исследование для нескольких вариантов разряда в рамках коаксиальной схемы.

Методика

Для исследований энерго-масс-зарядового состава потока плазмы использовался метод парабол Томсона. Схема анализатора представлена на рис. 1. Ионы, покидая поверхность диэлектрика, проходят формирующую систему диафрагм 2 с отверстиями диаметром 0.05 mm, далее они попадают в область электрического и магнитного полей, параллельных друг другу, где происходит

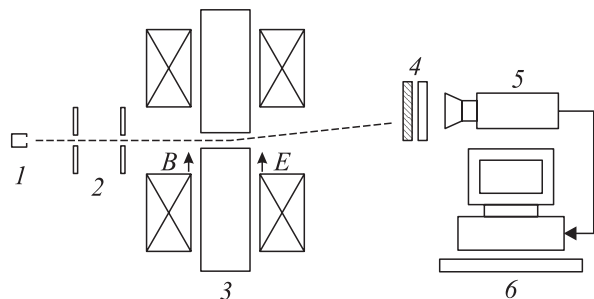


Рис. 1. Схема анализатора Томсона: 1 — источник ионов, 2 — диафрагмы, 3 — отклоняющий промежуток, 4 — детектор, 5 — CCD-камера, 6 — компьютер.

разделение потока ионов по энергиям и зарядам. После прохождения отклоняющего промежутка ионы попадают в область свободного распространения, а затем на детектор.

Детектор выполнен с использованием микроканальной пластины с усилением до 10^4 и установленного за ней люминофорного экрана. Электронный поток с выхода микроканальной пластины, пропорциональный ионному потоку, на входе, попадает на люминофорный экран. Усиление микроканальной пластины выбиралось таким образом, чтобы не было насыщения свечения на параболах ионного спектра. Интенсивность свечения различных участков поверхности люминофора оцифровывалась CCD-камерой и накапливалась в течение десятков единичных измерений с помощью компьютера. Метод накопления позволял выявить части ионного спектра, невидимые в единичном измерении.

Далее спектрограмма анализировалась программой обработки результатов. На полученные спектрограммы накладывались расчетные параболы и определялась относительная интенсивность для каждого участка расчетной параболы. В результате определялось распределение интенсивности потока ионов от заряда, массы и энергии. Оптическая ось анализатора проецировалась на диэлектрик в 5 mm от центра. Калибровка спектрометра осуществлялась по сигналу ионов H. Распределение тока ионов во времени определялось зондовым методом с датчиком типа цилиндра Фарадея.

Экспериментальная часть

Эксперименты проводились в вакууме при остаточном давлении 10^{-4} Pa. Вакуум в системе создавался паромасляным насосом с вымораживанием паров. Схема расположения электродов приведена на рис. 2. Диаметр центрального электрода составлял 3.5 mm. В качестве диэлектрика использовался полиэтилен высокого давления диаметром 20 mm. Зазор между диэлектриком

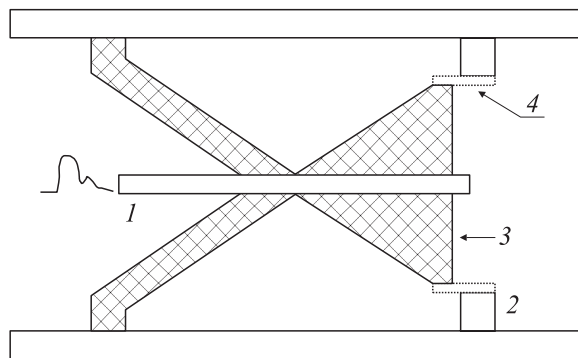


Рис. 2. Коаксиальный источник плазмы: 1 — центральный электрод, 2 — периферийный электрод, 3 — диэлектрик, 4 — кольцо для устранения вакуумного зазора.

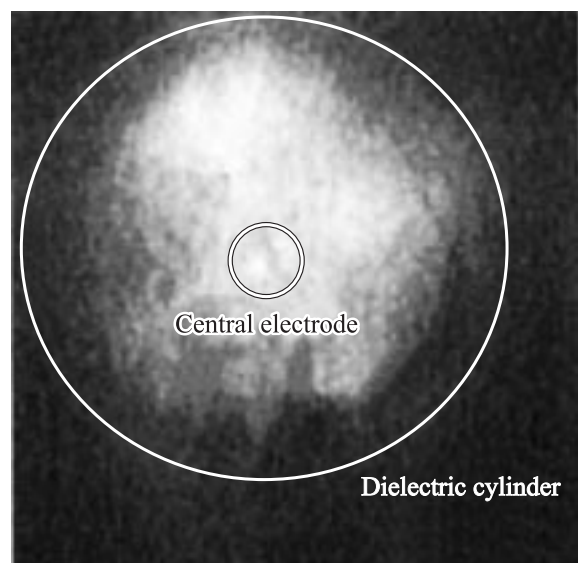


Рис. 3. Обскурограмма поверхностного разряда.

и периферийным электродом составлял 0.5 mm. Исследовались четыре варианта формирования процесса перекрытия — при подаче на центральный электрод импульсов положительной или отрицательной полярности, а также при наличии и отсутствии вакуумного зазора между диэлектриком и периферийным электродом. Амплитуда импульса составляла 150 kV, длительность 3 ns и фронт ≈ 200 ps.

Импульсный разряд по диэлектрику в представленной схеме должен иметь особенности, связанные с неравномерностью распределения плотности тока как радиального, так, возможно, и углового. В связи с тем что анализатор Томсона может охватывать в течение одного измерения лишь небольшой участок поверхности диэлектрика, необходимо было удостовериться в том, что разрядный ток не шнурется на поверхности диэлектрика, и разрядные условия не сильно отличаются на одном расстоянии, но на разных углах. Была измерена обскурограмма свечения разряда по всей поверхности образца. Для этого внешняя диафрагма (рис. 1) кол-

лиматора была снята, при этом на полевые наконечники поле не подавалось. В результате на детекторе отразилась инвертированная картина ионного потока и ультрафиолетового излучения разряда на образце рис. 3. Из рисунка видно, что интенсивность свечения плазмы на расстоянии, куда проецировалась оптическая ось анализатора, примерно одинакова по всем углам. Также заметен центральный электрод. Электрод выступал над поверхностью диэлектрика на 5 mm, значит, плазма на расстоянии свыше 5 mm способна накрыть электрод и светить поверх него. В данном случае было невозможно отделить ионный поток от ультрафиолетового излучения, к которому детектор МКП тоже чувствителен. Однако общий характер обскурограммы дает основания полагать, что разрядный ток и разрядная плазма распределены по поверхности диэлектрика вблизи центрального электрода достаточно равномерно.

Результаты и их обсуждение

Полученные масс-энергетические спектры ионов с различной кратностью ионизации приведены на рис. 4, 5. Анализ этих спектров выявил ряд закономерностей. Так, зависимость энергии ионов углерода W_i от кратности

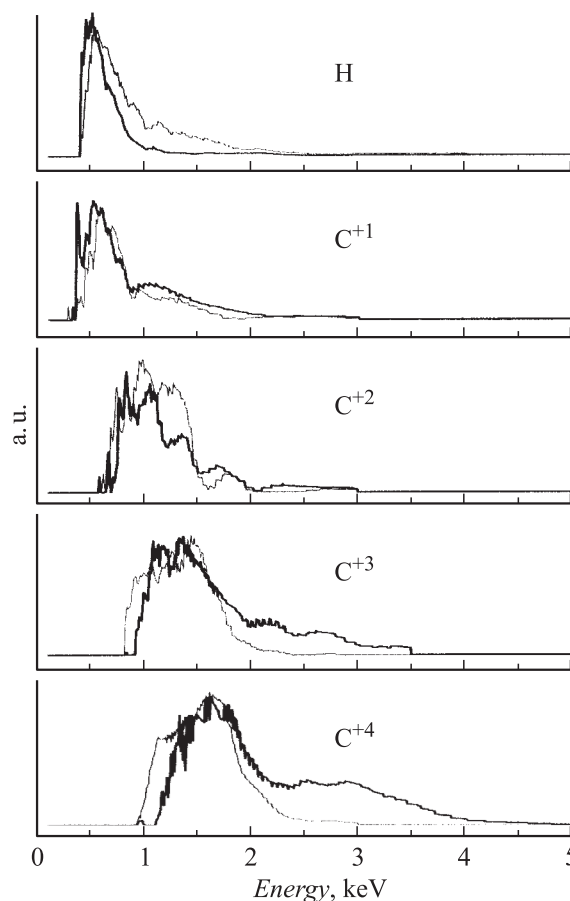


Рис. 4. Энергетические спектры ионов в отсутствие зазора диэлектрик–периферийный электрод. Жирная линия — положительная полярность, тонкая — отрицательная.

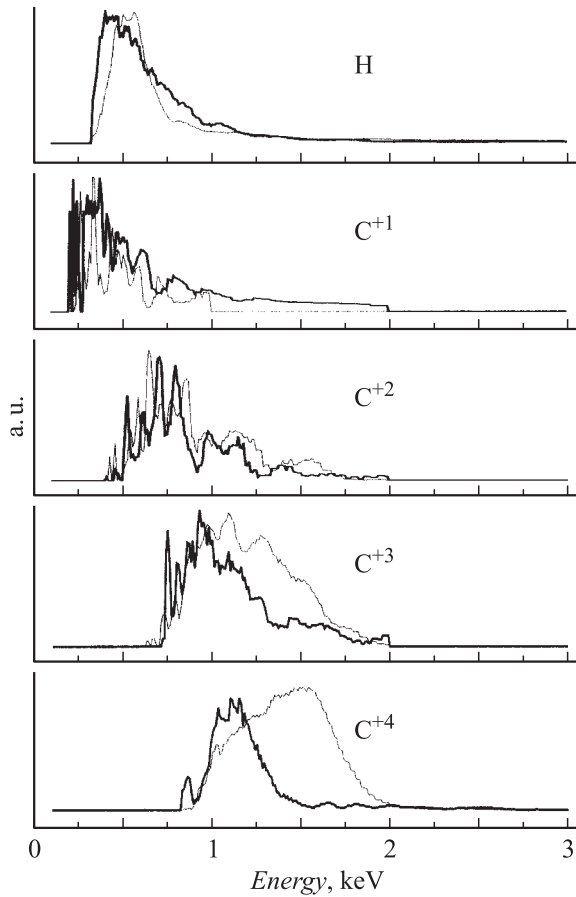


Рис. 5. Энергетические спектры ионов в присутствии зазора диэлектрик–периферийный электрод. Жирная линия — положительная полярность, тонкая — отрицательная.

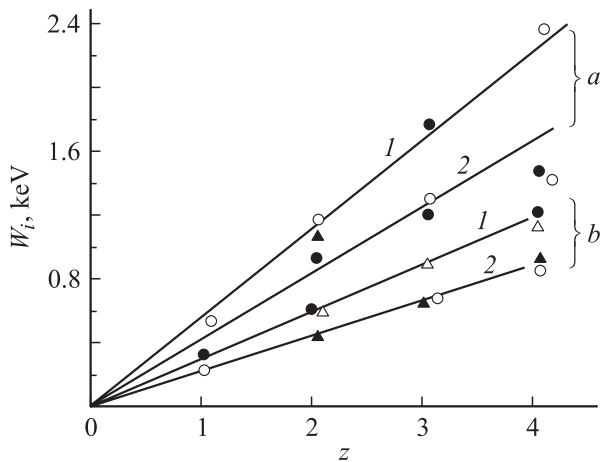


Рис. 6. Влияние кратности ионизации ионов углерода на их максимальную (a) и минимальную (b) кинетическую энергию: 1 — $\Delta = 0$; 2 — $\Delta \neq 0$; ●, ▲ — разряд с катода, ○, △ — разряд с анода.

ионизации z является линейной в широком интервале W_i . При этом количественное соотношение $W_i(z)$ не зависит от полярности центрального электрода и

зависит только от наличия ($\Delta \neq 0$) или отсутствия ($\Delta = 0$) вакуумного промежутка Δ . Об этом свидетельствуют приведенные на рис. 6 значения минимальных и максимальных энергий $W_i(z)$.

Такой ход зависимости $W_i(z)$ характерен для бездиссипативного электростатического механизма ускорения ионов. При таком механизме конечная скорость ионов v_i и их энергия W_i определяются ускоряющей разностью потенциалов Φ_0 .

$$W_i = \frac{M_i v_i^2}{2} = e z \int_0^L E dx = e z \Phi_0, \quad (1)$$

где L — протяженность зоны ускорения. В условиях эксперимента время ускорения Δt не должно превышать длительности импульса высокого напряжения с учетом затухающих колебательных процессов, тогда $\Delta t \leq 30$ ns. Если при $\Delta t = 0$ $v_i = 0$, а максимальная скорость ионов $v_i = 2 \cdot 10^5$ m/s при $W_i \cong 3$ keV, то протяженность зоны ускорения не превышает $L = 5$ mm при максимальном ускоряющем потенциале $\Phi_0 = 600$ V и средней напряженности поля в зоне $E \leq \Phi_0/L \leq 1.25 \cdot 10^5$ V/m.

Влияние полярности центрального электрода в сочетании с типом разрядного промежутка становится более заметным при сопоставлении долей ионов $x_i(z)$ в составе плазмы (см. таблицу). Так, доля ионов углерода $x_i(z)$ при отсутствии вакуумного зазора ($\Delta = 0$) превышает аналогичные значения $x_i(z)$ при $\Delta \neq 0$. Данное различие возрастает при положительной полярности центрального электрода — разряде с анода (рис. 7).

Перечисленные выше закономерности не распространяются на протоны (рис. 8, 9). Так, при разряде с катода, в отличие от ионов углерода, максимальные энергии и доли протонов в плазме практически не зависят от наличия или отсутствия вакуумного зазора и имеют близкие значения. При разряде с анода соотношения энергий протонов и их долей в плазме в зависимости от типа разрядного промежутка оказываются противоположными по сравнению с ионами углерода. При $\Delta \neq 0$ по сравнению с вариантом $\Delta = 0$ кинетическая энергия протонов возрастает в 4 раза, а их доля в плазме — в 1.5 раза.

Эти закономерности согласуются с результатами измерения ионного тока в разрядных промежутках при положительной полярности центрального электрода. Наличие вакуумного промежутка в этом случае приводит

Доли ионов в составе плазмы

Полярность центрального электрода	Наличие зазора	Доли ионов, x_i , %				
		H ⁺	C ⁺	C ²⁺	C ³⁺	C ⁴⁺
+	$\Delta = 0$	50	9	7	8	26
	$\Delta \neq 0$	76	3	2	3	16
-	$\Delta = 0$	42	5	5	8	40
	$\Delta \neq 0$	40	3	4	7	46

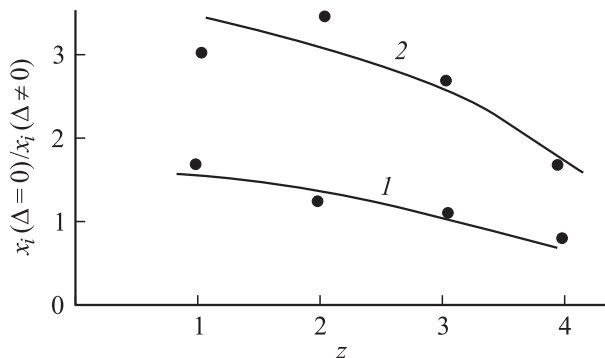


Рис. 7. Влияние вакуумного зазора на доли ионов в плазме при разряде с катода (1) и анода (2).

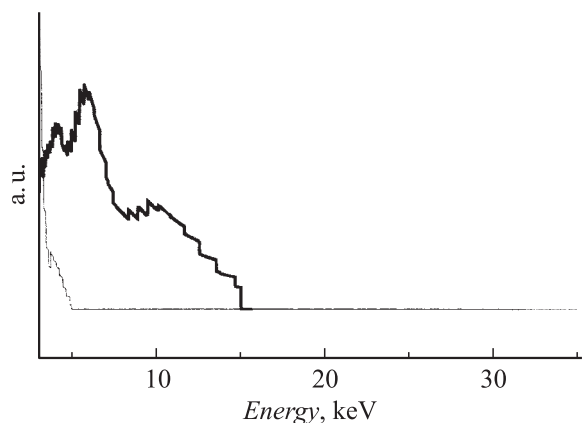


Рис. 8. Энергетические спектры ускоренных ионов водорода в отсутствие зазора диэлектрик–периферийный электрод. Жирная линия — положительная полярность, тонкая — отрицательная.

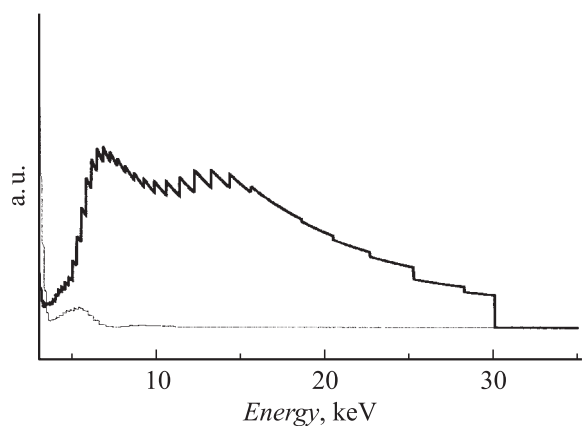


Рис. 9. Энергетические спектры ускоренных ионов водорода в присутствии зазора диэлектрик–периферийный электрод. Жирная линия — положительная полярность, тонкая — отрицательная.

к увеличению в 4 раза максимума ионного тока и сопровождается качественным изменением его динамики. Представление этих осциллограмм в координатах

„ток–энергия ионов“ и их сопоставление с интервалами энергий W_i ионов (рис. 10) позволяет установить, что резкое снижение ионного тока связано с уменьшением в плазме доли ионов с высокой кратностью ионизации.

В связи с этим рассмотрим последовательность процессов, из которых складывается перекрытие вакуумных промежутков. При $\Delta = 0$ эти процессы изучены и количественно описаны достаточно полно [3]. Что касается перекрытия комбинированных промежутков с $\Delta \neq 0$, то наиболее приемлемым представляется следующее объяснение указанных выше особенностей.

В условиях эксперимента электрическое поле наряду с нормальной составляющей E_{\perp} , ответственной за ускорение ионов в направлении, перпендикулярном поверхности диэлектрика, имеет также тангенциальную составляющую поля E_{\parallel} . Под действием E_{\parallel} ионы, преимущественно в вакуумном зазоре, ускоряются и приобретают кинетическую энергию $mv_i^2/2 = ezE_{\parallel}\Delta$. Их столкновение с катодом приводит к интенсивной ион–электронной эмиссии, что нарушает баланс зарядов в плазме и приводит к интенсификации процесса рекомбинации. С учетом этого фактора скорость рекомбинации

$$\frac{dn}{dt} = k_p n_e n_i \quad (2)$$

при $\Delta = 0$ и $\Delta \neq 0$ должна быть различной, так как в первом случае $n_e = zn_i$, а во втором — $\sum n_e > zn_i$. К то-

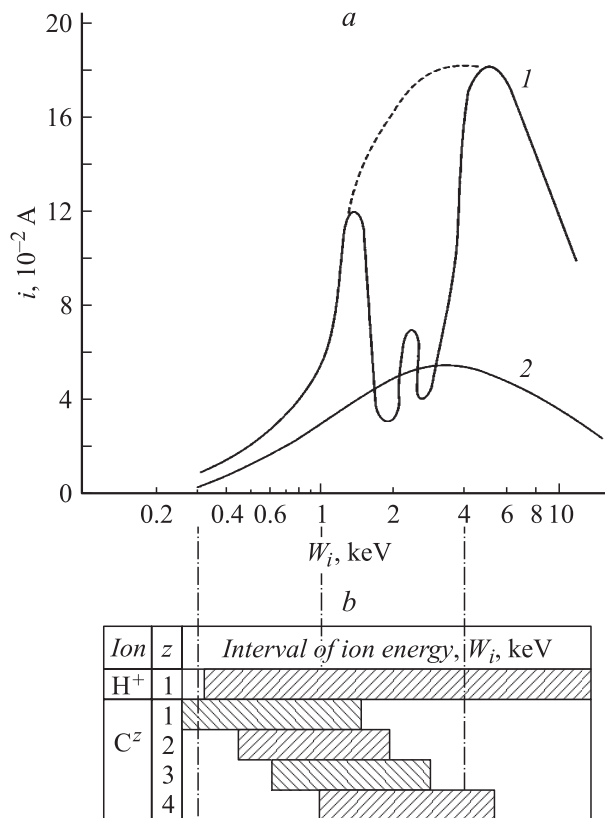


Рис. 10. Ионный состав плазменного факела при наносекундном перекрытии с анода с вакуумным промежутком (1) и без него (2): a — полный ионный ток, b — распределение по энергиям ионов с разной кратностью ионизации.

му же эта скорость возрастает с увеличением кратности ионизации z . Последнее связано с тем, что коэффициент рекомбинации k_p в (2) пропорционален эффективному сечению электрон-ионных взаимодействий, σ_{ei} , которое пропорционально z^2 [4]:

$$\sigma_{ei} = 0.69\pi \frac{z^2 e^4}{(kT)^2} \ln \Lambda. \quad (3)$$

Это означает, что процесс рекомбинации в первую очередь коснется многозарядных ионов, что и наблюдается в эксперименте (рис. 6, б). Очевидно также, что составляющая ионного тока с ионами высоких энергий $W_i > 3 \text{ keV}$ представлена преимущественно протонами.

Заключение

В результате проведенных исследований подтвержден факт наличия многозарядных ускоренных ионов в потоке плазмы наносекундного вакуумного поверхностного разряда. Выявлено сходство в зарядовом составе для анодного и катодного процессов наносекундного вакуумного разряда. С другой стороны, обнаружено существенное отличие в энергетических спектрах как тяжелых ионов углерода, так и легких ионов водорода. Причем ионы водорода ускоряются сильнее при положительной полярности наносекундного импульса высокого напряжения, а углерода — при отрицательной. В случае наличия зазора при анодном процессе соотношение содержания ионов водорода и углерода резко изменено в пользу ионов водорода при существенном возрастании их максимальной энергии.

Отметим, что установленное влияние особенностей разрядного промежутка на зарядовый состав плазмы может рассматриваться как один из методов регулирования масс-энергетических характеристик плазмы с многозарядными ионами. Однако совершенствование этого метода связано с необходимостью исследования вклада разделенных во времени отдельных этапов процесса перекрытия таких промежутков на свойства и состав генерируемой многозарядной плазмы.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН „Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий“, гранта РФФИ № 05-08-18258 и при частичной поддержке гранта РФФИ № 05-02-17650.

Список литературы

- [1] *Барахвостов С.В., Музюкин И.Л.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 21. С. 27–31.
- [2] *Muzukin I.L., Barakhvostov S.V.* // Plasma Science. 2005. Vol. 33. N 5. P. 1654–1657.
- [3] *Месляц Г.А.* Эктоны. Екатеринбург: Наука, 1994. Ч. 2. 243 с.
- [4] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.