

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П. Н. Лебедева*

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

В. Я. НИКУЛИН, С. Н. ПОЛУХИН,  
А. А. ТИХОМИРОВ

**22**

**АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ВВОДА  
В РЕЖИМ КИЛОДЖОУЛЬНОГО  
ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА**

МОСКВА 2004

## АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ВВОДА В РЕЖИМ КИЛОДЖОУЛЬНОГО ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА

В. Я Никулин, С. Н. Полухин, А. А. Тихомиров

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

### Аннотация

*На основе электронно-оптических фотографий токовой оболочки разряда, измерений нейтронного выхода и осциллограмм производной тока делается заключение о том, что ввод в режим плазменного фокуса заключается в подавлении шунтирования основного тока остаточной плазмой. Шунтирование есть результат противодействия двух процессов: филаментации токовой оболочки, приводящей к ее прозрачности для рабочего газа и замагничивания остаточной плазмы полем основного тока разряда.*

## Введение

Как известно, скэйлинг нейтронного выхода плазменного фокуса (ПФ), пропорциональный квадрату запасенной энергии, выполняется в диапазоне 1-100кДж. Для мегаджоульных установок нейтронный выход остается на уровне  $10^{11}$ - $10^{12}$  н/имп вместо ожидаемых  $10^{13}$  н/имп.

Устоявшимся объяснением этого факта является шунтирование тока плазменного столба остаточной плазмой либо вокруг него, либо на периферии разряда. Первый случай является интригующей проблемой всех мощных Z-пинчевых разрядов и носит фундаментальный характер для физики плазмы [1], второй - специфичен для плазменного фокуса и непосредственно связан с эффективностью сгребания рабочего газа токовой оболочкой при ее движении от изолятора.

В данной работе на основе анализа осциллограмм производной тока, электронно-оптических фотографий разряда, и данных нейтронного выхода формулируется критерий эффективности сгребания, пользуясь которым по ходу кривой производной тока можно судить о существенности паразитного шунтирования остаточной плазмой во втором случае.

### Схема эксперимента.

Работа велась на ПФ с полусферическими электродами [2,12] на энергетике 1-2 кДж,  $C_{\text{батареи}} = 20$  мкФ, напряжение  $U = 12 \div 16$  кВ, время нарастания тока  $T_{1/4} = 1.6$  мкс, амплитуда тока  $I_{\text{max}} \cong 3 \cdot 10^5$  А, рабочий газ дейтерий  $P \cong 2$  Тор. Диаметр анода 25мм, в нем осевое отверстие диаметром около 5мм, диаметр катода 50мм (рис.1).

В одном выстреле проводилась регистрация:

- производной тока на осциллографе Tektronix TDS210;
- полного нейтронного выхода по нейтронно-активационной методике (парафин +In+счетчик Гейгера);
- изображения токовой оболочки, с помощью электронно-оптического преобразователя в видимом диапазоне длин волн, в однокадровом режиме с временным разрешением  $3 \div 10$  нс, и пространственным разрешением 0.1-0.2 мм. Изображение с преобразователя выводилось на цифровой фотоаппарат Nikon Coolpix 700, а затем переносилось в компьютер. Прибор устанавливался перпендикулярно или параллельно оси плазменного фокуса на расстоянии  $15 \div 20$  см от торца электродов.

## Результаты эксперимента

На рисунке 2 приведены типичные осциллограммы производной тока, регистрируемые в процессе ввода установки в режим (10-20 выстрелов). Во время «тренировки» плазменного фокуса первые «особенности» на производной тока начинают появляться вначале в 3-ем полупериоде разрядного тока, потом во 2-ом и затем только в 1-ом. После этого исчезают «особенности» во 2-3 -ем полупериоде, и начинает углубляться «особенность» 1-го. После того, как амплитуда «особенности» («особенностей») превысит амплитуду производной тока, начинают появляться первые нейтроны на уровне  $\sim 10^6$ . Дальнейший рост одной из обычно двух «особенностей» первого полупериода сопровождается увеличением выхода до  $10^7$ , и, наконец, выход увеличивается до  $10^8$ , когда остается одна большая по амплитуде и острая «особенность».

На рисунке 3 показаны фотографии разряда вблизи момента появления «особенности» на производной тока, сделанные в направлении перпендикулярном оси камеры. Отсчет времени ведется от момента появления особенности. Хорошо видно, что токовая оболочка практически стелется по поверхности анода и ее радиальная скорость перед схлопыванием ее на оси камеры, как следует из измерений, достигает величины порядка  $10^7$  см/с. В процессе схлопывания оболочки образуется кумулятивная струя, движущаяся вдоль оси разрядной камеры со скоростью  $2 \cdot 10^7$  см/с.

Обнаружить пинчевые образования на фотографиях в видимом диапазоне излучения довольно сложно, поскольку в них «выгорели» оптические уровни электронных оболочек полностью ионизированной

дейтериевой плазмы (как рассчитано в [6] в этой области спектра наибольшей яркостью обладает плазма с плотностью  $\sim 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при температуре несколько электрон-вольт). Однако, в некоторых случаях пинчи, а точнее окружающие их «шубы» видны вблизи анода с характерным размером порядка миллиметра.

На рис.4 приведены типичные фотографии разряда, снятые с торца фокуса в различные моменты времени. Отчетливо видна филаментарная структура оболочки. Заметим, что при несимметричном расположении волокон, «особенность», как правило, слабая и нейтронный выход мал.

## Обсуждение результатов.

Корреляция между «остротой» «особенности» и нейтронным выходом плазменного фокуса является общепризнанным фактом. Обратим внимание на менее тривиальное наблюдение: появление второй «особенности» в первом полупериоде разряда или в других полупериодах коррелирует, как правило, с уменьшением по амплитуде первой «особенности» и со значительным снижением или полным исчезновением нейтронного выхода. Сопоставление осциллограмм и фотографий разряда показало, что появление второй «особенности» в первом полупериоде коррелирует с появлением второй токовой оболочки, а не с эволюцией плазменного столба, как это бывает на больших установках. В этом случае оболочки похожи на вложенные друг в друга шляпы (см. рис.5). Интересно отметить, что иногда наблюдается до трех «особенностей» в первом полупериоде.

Очевидно, пониманию причин образования второй токовой оболочки поможет известная в общих чертах картина образования первой оболочки [3,6]. После приложения напряжения к электродам установки последовательно происходит: а) ионизация рабочего газа во всем объеме камеры; б) скинирование тока около изолятора, приводящее к образованию токовой оболочки и ее филаментации; в) отрыв оболочки от изолятора и последующее сгребание газа в рамках модели snow-plow с образованием ударной волны на переднем фронте. Слияние филаментов в сплошную токовую оболочку происходит от момента отрыва оболочки [6,7] и до фазы сжатия пинча [8,9,10]. В нашем эксперименте волокнообразная структура наблюдалась в каждом выстреле на протяжении всего первого полупериода разряда до разлета кумулятивной струи, загораживающей отверстие обскуры

электрооптического затвора через 300-500нс после первой «особенности».

Вероятно, «материалом» для образования вторичной токовой структуры является газ, оставшийся после прохождения первой токовой оболочки, поскольку другие возможные претенденты - газ, вытолкнутый вверх токовой оболочкой и газ, испаренный изолятором, не успеют заполнить межэлектродный промежуток (их скорость порядка тепловой, т.е.  $\sim 10^4 \div 10^5$  см/с, а характерное время процесса  $10^{-6}$ - $10^{-7}$ с).

Известно (стр.273 [6]), что однородная (без волоконной структуры) токовая оболочка практически полностью сгребает нейтральный газ при электронной плотности порядка  $3 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и ее толщине 1см, т.е. она становится «непрозрачной» на самых ранних стадиях разряда при степени ионизации порядка  $10^{-2}$ . И лишь при отрыве от изолятора она оставляет около него невовлеченный слой газа толщиной, сравнимой с толщиной оболочки. Другим и предположительно более мощным поставщиком газа для второй оболочки является филаментация первой токовой оболочки, когда ее движение напоминает движение вил по воде, а не снежного плуга. Характерный диаметр волокон ограничен сверху толщиной скин-слоя оболочки [6], ясно, что в случае тонкого слоя филаменты располагаются компактнее и оболочка пропускает меньше газа. В любом случае вклад обоих источников газа пропорционален толщине токовой оболочки.

В «плохом» выстреле интервал между появлением первой и второй «особенности» 0.2-0.6мкс – в то время как время формирования и схлопывания первой оболочки около 1.5мкс. Перед рассмотрением



причин столь быстрого процесса возникновения и схлопывания второй токовой оболочки сделаем следующие замечания:

1. Начальные условия в межэлектродном пространстве соответствуют минимуму на кривой Пашена, т.е. в статическом режиме для пробоя рабочего газа достаточно приложить лишь несколько сот вольт. В импульсном режиме быстрый ( $10^{-8}$ - $10^{-9}$ с) подскок напряжения на аноде на сотни киловольт во время «особенности» едва достаточен для ионизации остаточного газа [11].

2. Подскок напряжения в момент «особенности» возникает на фоне сравнительно небольшого полного напряжения на камере (ток максимален) и складывается из двух составляющих: медленной индуктивной и быстрой активной. Первая связана с общим ростом индуктивности по мере движения и сжатия токовой оболочки (характерное время десятки-сотни наносекунд). Вторая составляющая связана с резким увеличением (менее наносекунды [3]) на несколько порядков активного сопротивления разваливающегося пинча вследствие развития быстрых неустойчивостей.

3. Оставшийся после прохода первой токовой оболочки ионизованный газ подвергается действию скрещенных электрических и магнитных полей и находится в дрейфовом движении в направлении движения первой оболочки [6] со скоростью  $cE/B$ . В нашем эксперименте с точностью до порядка: ток  $\sim 10^5$  А, напряжение на камере  $\sim 10^3$  В, межэлектродное расстояние  $\sim 1$  см, радиус изолятора 1 см, получаем  $E \sim 300$  В/см = 3 ед.СГС,  $B \sim 2 \cdot 10^4$  Гс и дрейфовая скорость  $\sim 5 \cdot 10^5$  см/с – величина вполне сравнимая с начальной скоростью токовой оболочки.

Суммируя замечания, мы предполагаем (за неимением экспериментальных данных) что оставшийся после прохода первой токовой оболочки газ находится в ионизованном состоянии, со степенью ионизации достаточной ( $\xi > 10^{-2}$ ) для образования второй токовой оболочки, которая формируется до появления первой «особенности» или на начальной индуктивной ее составляющей. Дрейфовое движение (см. выше) влияет, а возможно способствует более быстрому образованию и движению второй токовой оболочки. Остается открытым вопрос взаимодействия второй токовой оболочки с магнитным полем тока первой оболочки. Возможно, поле придавливает вторую оболочку к поверхности анода, где значительно влияние эффекта Холла, приводя к ее приэлектродному скольжению, как в рентгеновском режиме работы плазменного фокуса [3,6].

Для образования второй токовой оболочки необходимо протекание шунтирующего тока в остаточной плазме, который находится в магнитном поле основного тока. Ток в остаточной плазме будет протекать, если она не будет замагничена, т.е.  $v_{ei} > \omega_{Be}$ . Для простоты положим, что остаточная плазма полностью ионизована и ее температура  $T$  не более 10 эВ. Подставляя в неравенство частоту электрон-ионных столкновений  $v_{ei} = 2 \cdot 10^{-5} \cdot n / T^{3/2}$  [4] ( $n$  - электронная плотность остаточной плазмы) и магнитное поле аксиального тока  $B = 0.2 \cdot I / R$  получим соотношение

$$n > 10^{11} I / R$$

в котором  $R$  - среднее значение радиуса межэлектродного промежутка [см],  $I$  - ток разряда [А]. При выполнении неравенства плотность остаточной плазмы достаточна для шунтирования осевого тока.

В нашем эксперименте при токе порядка  $10^5$  А и радиусе  $\sim 1$  см, пороговое значение плотности остаточной плазмы будет  $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, что соответствует примерно 10% от начальной плотности рабочего газа в камере плазменного фокуса. Таким образом, для эффективного шунтирования разряда первая токовая оболочка должна пропускать через себя не менее 10% рабочего газа. Заметим, что это нижняя оценка в предположении полной ионизации остаточного газа.

Как известно в модели snow plow полагается непрозрачность токовой оболочки, что подтверждается большим сечением резонансной перезарядки ионов на нейтральных атомах [4,6]. Согласно этой модели время прихода оболочки к оси весьма слабо зависит от начальной плотности газа (оно пропорционально корню четвертой степени от него), поэтому 10-ти процентная прозрачность оболочки слабо влияет на динамику ее движения, но в тоже время ощутимо скажется на величине шунтирования разряда на кульминационной стадии разряда. В действительности непрозрачными являются токовые волокна, упомянутая выше величина есть результат усреднения по азимуту, если смотреть вдоль оси камеры.

По всей видимости, пропускание рабочего газа токовой оболочкой особенно значительно при неравномерности развития токовых волокон, обусловленной двумя причинами: наличие в токовой оболочке примесей из конструкционных материалов разрядной камеры и перегрев оболочки. Примеси уменьшают проводимость оболочки, увеличивают, разрыхляют ее скин-слой, что ведет к возникновению крупномасштабных неоднородностей. Перегрев оболочки связан с существованием предела, ограничивающий перенос энергии батареи на единицу поверхности плазменной оболочки и/или рабочей поверхности

изолятора, выше которого развивается неустойчивости ее формы и разрывы. В работе [11] приводится экспериментальная оценка величины этого порога для установки «Speed-2» (300кВ, 180кДж)  $\sim 100\text{Дж/см}^2$ . Поэтому значительное уменьшение радиуса изолятора с целью улучшения магнитной изоляции разряда, помимо роста индуктивности и снижения полного тока может привести к развалу токовой оболочки еще в начальной фазе разряда.

Изложенное выше помогает понять динамику перехода «особенности» из 3-его и 2-ого полупериода разряда в 1-й во время тренировки камеры. В начале тренировочной серии разрядов первая токовая оболочка, образуемая в первом полупериоде, оставляет за собой достаточное для образования второй оболочки количество газа. Этот процесс в течение одного разряда может повторяться несколько раз, при этом каждая последующая оболочка будет уносить очередную порцию газа из межэлектродного пространства до тех пор, пока плотность остаточной плазмы не упадет до состояния, при котором начнет выполняться условие замагниченности плазмы. После чего, ток, протекающий через оболочку, перестает шунтироваться, плазменный столб дожимается с резким увеличением индуктивности разряда и появляется «особенность» в последних полупериодах разряда. Число оболочек в выстреле зависит от степени их «прозрачности», определяемой содержанием примесей. По мере тренировки - «отбивки» разрядной камеры их концентрация падает, и, наконец, наступает момент, когда первой же оболочкой удастся эффективно сгрести рабочий газ и возникает «особенность» на производной тока в первом полупериоде.

### **Заключение.**

Таким образом, на основе экспериментальных данных сформулирован критерий эффективности сгребания рабочего газа токовой оболочкой разряда плазменного фокуса: *наличие второй «особенности» на производной тока свидетельствует о «прозрачности» токовой оболочки для рабочего газа, достаточной для образования второй токовой оболочки, эффективно шунтирующий основной ток разряда.* Критерий сформулирован на основе экспериментов, проведенных на плазменном фокусе с энергозапасом 1-2кДж. На больших установках с энергозапасом более 100кДж форма кривой производной тока не имеет столь простой вид – «особенность» растянута на сотни наносекунд и перехват тока остаточным газом не столь явен.

Работа выполнена при поддержке следующих программ: программа Министерства науки, рег.№01-07, «Уникальные стенды и установки»; проект НШ-59.2003.2 Научная школа, «Исследование импульсной высокотемпературной плазмы»; МУНЦ Б0049 ФЦП «Интеграция». «Фундаментальная оптика и спектроскопия»; проект по программе фундаментальных исследований ОФН РАН «Проблемы устойчивости плазмы и достижение предельных параметров в магнитных ловушках».

***Список литературы.***

1. Трубников Б.А. Физика плазмы.1986.Т.12.Вып.4.с.468-488.
2. Evtikhin V.A. et al , Nukleonika 2001, v.46(supplement 1), P.113-115.
3. Бурцев В.А., Грибков В.А., Филиппова Т.И. Итоги науки и техники. Серия «Физика плазмы». Москва,1981. т.2. С.226.
4. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. Москва. Атомиздат, 1961. С.468.
5. Сагдеев Р.З., Арцимович Л.А Физика плазмы для физиков. Москва. Атомиздат, 1979 С.318.
6. Брагинский С.И., Вихрев В.В. В сб.: Вопросы теории плазмы. Москва, Атомиздат 1980. вып.10. 318 С .
7. Колесников Ю.А. Динамика оболочки в нецилиндрическом Z-пинче. «Журн.техн.физ.».1968,т.38,С.833.
8. Mather J.W., Williams A.I. Image convector observation.. “Phys.Fluids”, 1966, v.9, p.2080.
9. Kvartskhava I.C. et al., Nucl. Fusion, v.5, P.181, 1966.
10. Khautiev E.Yu., Kraus V.I., Vikhrev V.V., Fadeev V.M. , XXIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases. (Warsaw,Poland) 11-16 July 1999, V.5, P.89.
11. Kies W. Plasma Physics and Controlled Fusion. 1986. Vol.28. №11. pp. 1645 to 1657.
12. Е.Р. Bogoljubov, V.D. Bochkov, V.A. Veretennikov, L.T. Vekhoreva, V.A. Gribkov, A.V. Dubrovsky, Yu.P. Ivanov, A.I. Isakov, O.N. Krokhin, P. Lee, S. Lee, V.Ya. Nikulin, A. Serban, P.V. Silin, X. Feng, G.X. Zhang "A Powerful Soft X-ray Lithography Source Based on PlasmaFocusing", Physica Scripta, vol. 57, p.p. 488-494, 1998





Рис.1 . Плазменный фокус со сферическими электродами.

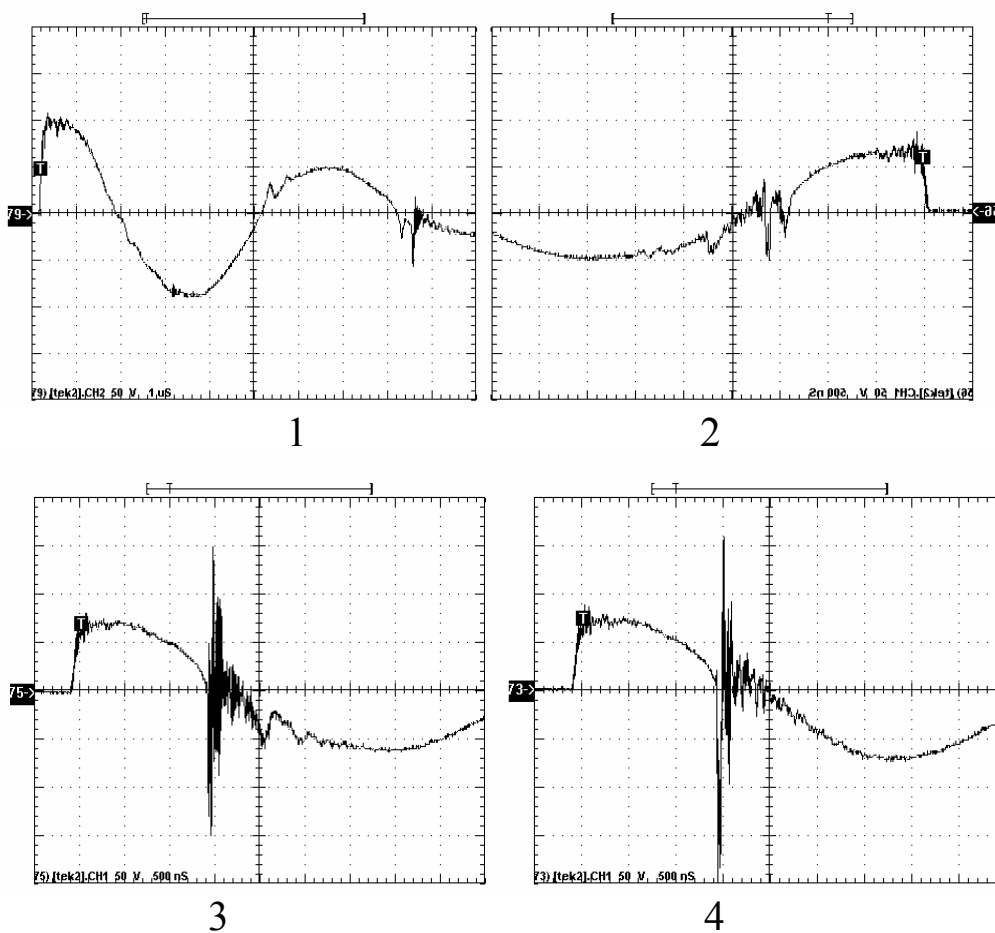


Рис.2. Эволюция производной тока в процессе тренировки. Развертка: 1 мкс/кл на первой осциллограмме и 0.5 мкс/кл. на остальных.



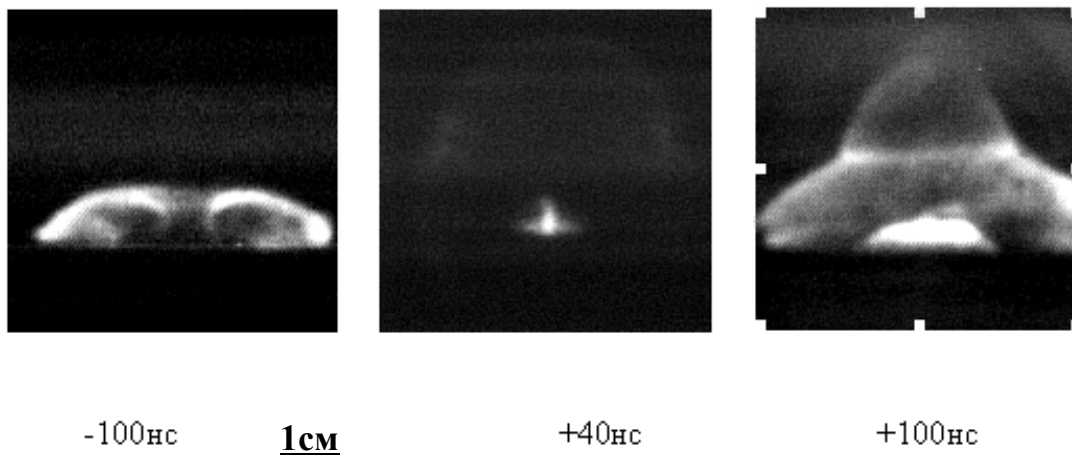


Рис.3 . Фотографии разряда, снятые перпендикулярно оси камеры. Отсчет времени ведется от первой «особенности».

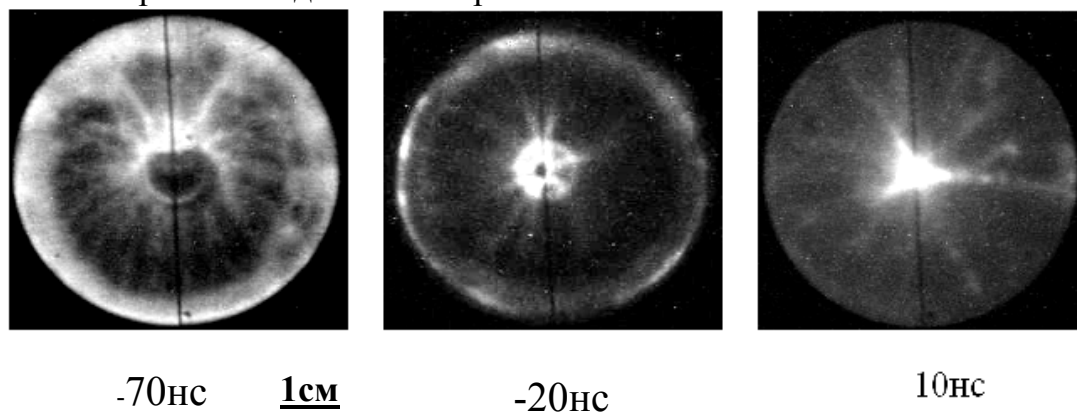


Рис.4. Филаментация токовой оболочки на разных стадиях разряда.

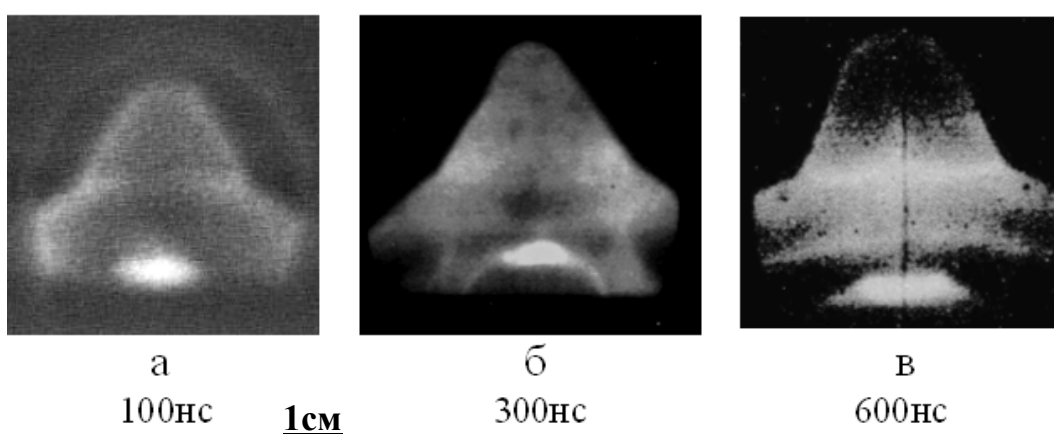


Рис.5. Разряды с одной (а), двумя (б) и тремя (в) «особенностями».