

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

ИМПУЛЬСНЫЙ ПРОБОЙ В ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ В ВОЗДУХЕ ПРИ СУЩЕСТВЕННЫХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯХ

В. В. Воробьев и А. М. Искольдский

Исследование механизма электронного пробоя в атмосферном воздухе в диапазоне давлений $p = 45 \div 760$ мм рт. ст. при расстояниях между электродами $d = 2 \div 5$ мм производилось с помощью электронно-оптической и осциллографической методик. Пробой инициировался в разрядном промежутке, установленном либо в разрыве коаксиальной линии с волновым сопротивлением $\rho = 75$ ом, либо на ее конце. Питание промежутка осуществлялось прямоугольными импульсами напряжения, длительностью $\tau_{им.} = 30$ нсек. (длительность фронта $\tau_{ф.} \sim 1$ нсек.), амплитудой $U_0 = 20 \div 50$ кв, сформированными кабельным генератором высоковольтных импульсов. С помощью электронно-оптической лупы времени фиксировался характер свечения, сопровождающий процесс развития разряда вплоть до возникновения канала искры. Съемка велась в кадровом режиме с экспозицией одиночного кадра $\tau_{э.} = 1 \div 5$ нсек [1]. Для увеличения яркости получаемых изображений использовался многокаскадный усилитель света. Погрешность в определении длительности экспозиции кадра составляла $\sim 10^{-10}$ сек. при той же точности привязки кадров к осциллограмме напряжения. Во всех случаях величина перенапряжения $k \geq 300\%$.

Ниже рассмотрены общие качественные закономерности, имеющие место во всем диапазоне изменения параметров U_0, p, d .

На рис. 1 приведена типичная осциллограмма импульса напряжения на потенциальном электроде, имеющая три характерных участка: а) плоская часть, длительностью t_3 (где t_3 — время задержки между приходом импульса на промежуток и началом пробоя); б) быстрый спад напряжения до U_1 , длительностью t_1 ; в) более медленный спад, в некоторых случаях имеющий форму ступени, от U_1 до U_d , длительностью t_2 . Соотношение между t_3, t_1, t_2 было различным в зависимости от условий эксперимента, однако характер свечения разрядного промежутка, соответствующий указанным фазам развития процесса, существенно не изменялся.

В начальные моменты времени (область I рис. 1) отмечается диффузное свечение значительной части объема разрядного промежутка, пронизанное большим числом тонких ($d \leq 100$ мк) каналов. Зафиксировать процесс формирования такой структуры не удалось: при пониженных давлениях диффузный разряд существует уже через 1 нсек. после прихода импульса (рис. 2). Аналогичная ситуация имеет место и при $p = 1$ атм. в тех случаях, когда начало пробоя стабилизируется вспышкой ультрафиолетового излучения. Затем при давлениях, близких к атмосферному, наступает вторая характерная стадия: возникновение волокнистых каналов с достаточно четко очерченными границами (область II) диаметром ~ 1 мм. Причем на зазорах $d < 2$ мм каналы видны практически на всей поверхности электродов. На зазорах $2 \div 4$ мм каналы

занимают меньшую площадь. Поперечный размер каналов в направлении к аноду несколько увеличивается, а число их колеблется в широких пределах — от единиц в случае меньших напряженностей ($E \sim 100$ кв/см) до десятков. (Интенсивность каналов значительно выше интенсивности начального диффузного свечения, что дает возможность вести съемку

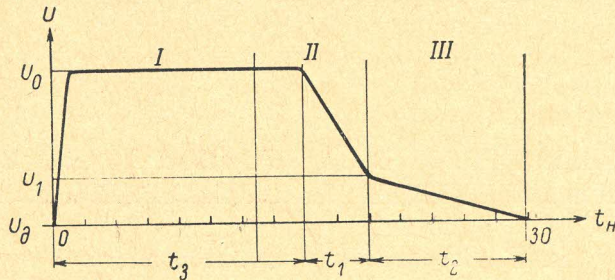


Рис. 1.

без усилителя света (рис. 3, а). На этом свечении происходит сброс напряжения на электродах до уровня U_1 . Затем у каналов (область III), имевших несколько большую интенсивность, у катода появляется яркая точка диаметром $0.2 \div 0.3$ мм и свечение от нее распространяется к аноду (рис. 3, б) со скоростью $\sim 10^8$ см/сек. Диффузные каналы в мо-

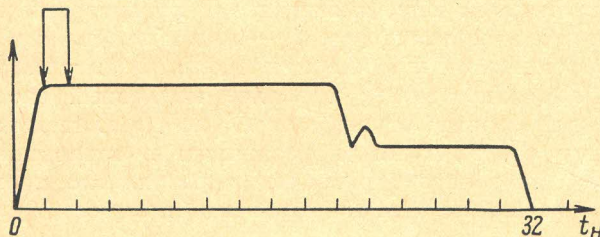
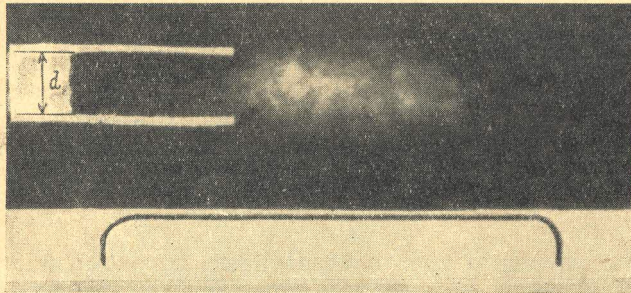


Рис. 2.

$U_0 = 26.5$ кв, $p = 46$ мм рт. ст., $d = 4$ мм, диаметр электродов 30 мм. Область экспонирования обозначена стрелками. Разрядный промежуток установлен в разрыве коаксиального кабеля, поэтому после пробоя напряжение спадает до уровня $\frac{U}{2}$.

мент перекрытия еще видны. В дальнейшем существует $1 \div 5$, а на малых зазорах и большее число резко контрагированных искровых каналов диаметром ~ 0.2 мм. Этот процесс перехода от диффузных каналов к искровым ответстен за падение напряжения от U_1 до U_d . При пониженных давлениях ($\frac{E}{p} \sim 1000$) интенсивность и размеры диф-

фузного разряда растут со временем и резкого качественного изменения оптической картины не наблюдается вплоть до полного спада напряжения. Внутри диффузного свечения отмечаются места локального увеличения плотности, которые могут быть отождествлены с волокнистыми каналами, описанными выше, однако столь четких границ каналов, как на рис. 3, в этом случае не наблюдается. Контрагированный искровой канал отсутствует.

Наблюдаемое нами свечение в предпробойных стадиях разряда (диффузная вспышка, пронизанная тонкими каналами) указывает на отсутствие в подобных условиях одноластинного стримерного пробоя (множественность каналов и наличие диффузной вспышки). Диффузный характер свечения сам по себе не говорит и о принадлежности разряда к чисто таунсендовскому, поскольку обобщенная таунсендовская модель [2] не учитывает возможности нарастания объемного заряда и тока за счет процессов автоэлектронной эмиссии и фотоионизации в газе. Так как процесс формирования предпробойной плазмы не разрешался во времени, вопрос о том, существует ли взаимная связь между нитевидными каналами и диффузным свечением, возникают ли они одновременно, и что является первичным, с экспериментальной точки зрения остается открытым. Возникновение диффузной вспышки в предпробойной стадии говорит о существовании процессов, ведущих к созданию низкоионизованной плазмы и увеличению ее плотности, что, с одной стороны, способствует накоплению объемного заряда и росту проводимости, а с другой — обеспечивает формирование области катодного падения за счет перераспределения поля и протекание тока, имеющего характер тока смещения. Дальнейшее развитие разряда характеризуется волокнистыми каналами, обеспечивающими сброс напряжения на промежутке до уровня U_1 . Эту фазу можно рассматривать как нестационарный тлеющий разряд. Формирование искрового канала начинается в момент, когда напряжение на промежутке незначительно, поэтому можно предположить, что основную роль здесь играют термические эффекты, определяемые повышенной энергией электронов в области катодного падения и значительной плотностью тока, приводящие к резкому увеличению степени ионизации и давления в канале у катода. Существование пологого участка (либо ступени) на осциллограмме в наших условиях связано с процессами формирования канала искры и роста его проводимости: при пониженных давлениях ($\frac{E}{p} \sim 1000$) искровой канал отсутствовал, а пологий участок на осциллограммах не обнаруживался. Тот факт, что промежуток оказывается перекрытым задолго до возникновения пробоя, показывает, что статистика распределения пробоев во времени в нашем случае должна определяться в основном статистикой ионизационных процессов в про-

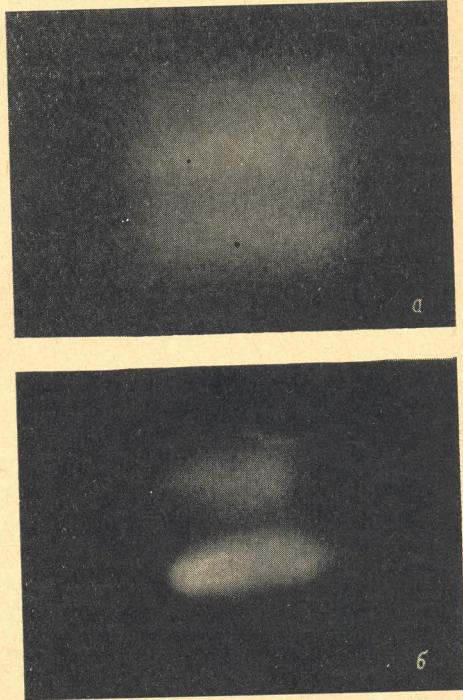


Рис. 3.

$a - U_0 = 40$ кв, $p = 760$ мм рт. ст., $d = 3.3$ мм, эффективный диаметр электродов 8 мм. Наблюдается увеличение диаметра каналов в направлении анода; $b -$ образование искрового канала (свечение распространяется от катода).
 $U_0 = 40$ кв, $p = 760$ мм рт. ст., $d = 2.7$ мм.

межутке. В [3] делается вывод о существовании фазы накопления на основе анализа отклонений статистики от ожидаемой. По-видимому, судить о конкретных механизмах, ведущих к накоплению, по виду статистического распределения возможно в том случае, когда контролируется состояние катода в процессе эксперимента [4].

Отсутствие в наших условиях искрового канала в момент основного сброса напряжения говорит о неприменимости в расчетах коммутационных характеристик магнитодинамической теории Брагинского. В начале коммутации определяющую роль играет таунсендовский ток переноса, что ставит под сомнение возможность количественного согласия с теорией Вайцеля—Ромпе.

Авторы благодарят Ю. Е. Нестерихина за постановку задачи и ценные обсуждения.

Литература

- [1] А. М. Искольдский, Ю. Е. Нестерихин, В. М. Федоров. Доклад на симпозиуме по наносекундной импульсной технике, г. Горький, 1965. — [2] F. Jones Llewellyn, A. V. Parker. *Nature*, 165, 960, 1950. — [3] Ю. Е. Нестерихин, В. С. Комельков, Е. Э. Мейлихов. *ЖТФ*, XXXIV, 40—52, 1964. — [4] Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков (в печати).

Поступило в Редакцию
20 января 1966 г.

УДК 533.933

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ИОНОВ УСКОРЕННОЙ ПЛАЗМЫ

В. С. Войцеля

С помощью масс-спектрографа Томсона изучались энергетические распределения ионов быстрого плазменного сгустка коаксиального источника. Показано, что наиболее вероятная величина энергии, приходящейся на единичный заряд, примерно одинакова для всех быстрых ионов.

В последнее время появляется все больше работ [1–8], в которых исследуются энергетические спектры ионов плазменных сгустков, создаваемых различными источниками. Из результатов, полученных с титановым источником [2–3], как будто следует, что разные ионы приобретают в процессе ускорения примерно одинаковую энергию. Этот факт может оказаться важным в понимании механизма ускорения плазмы, между тем он до сих пор подробно не обсуждался. Целью настоящей заметки является сообщение результатов более тщательного измерения энергетических спектров ионов плазмы, ускоренной в коаксиальном источнике.

Коаксиальный источник имел конструкцию, подобную неоднократно описанной в литературе [5–6]. Центральный электрод источника соединялся через разрядник с батареей емкостью $C = 17$ мкф, заряжаемой до $U_{\text{ист.}} = +17.5$ кв. Задержка между напуском водорода (~ 1 см³) и подачей напряжения на источник подбиралась так, чтобы источник работал в режиме генерации быстрых частиц [5–6].

Анализ частиц по массам и энергиям проводился с помощью масс-спектрографа Томсона. Ионы проходили ускоряющий промежуток на входе в спектрограф ($U_0 = 19$ кв), коллимировались диафрагмами и регистрировались на фотопластинке. Основными компонентами были ионы H^+ , ионы углерода и кислорода различной зарядности и в меньшем количестве ионы фтора и железа. Разрешение масс-анализатора не позво-