

ных размеров мишени, так же как и увеличение ее толщины, должно приводить к заметному росту температуры, которая при $i = 100$ мкА и $h = 170$ мкм поднимается до ~ 300 °С в центре пластины. Таким образом, при размерах мишени и электронного пучка $0,3 \text{ см} < \rho_b, \rho_t < 3 \text{ см}$ и отношении $\rho_b/\rho_t \sim 0,3 \div 0,5$ средний ток $i = 0,3 \div 1$ мА, по-видимому, следует считать предельным для приложений физики ориентационных явлений, если не принимать специальных мер для охлаждения кристалла.

Авторы благодарны В. В. Головизнину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мещеров Б. Р., Туманов В. И. Аналоговая система ориентирования монокристаллической мишени на электронном ускорителе // ПТЭ.— 1987.— № 3.
2. Klein R. K., Kephart J. O., Pantell R. H. et al. Electron channeling radiation from diamond // Phys. Rev. B.— 1985.— N 1.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1987.
4. Справочник по технической механике/Под ред. А. Н. Динника.— М.: ОГИЗ, 1949.
5. Зигель Р. Теплообмен излучением.— М.: Мир, 1975.
6. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество // Экспериментальная ядерная физика/Под ред. Э. Сегре.— М.: ИЛ, 1955.— Т. 1.

г. Москва

Поступила 5/IX 1990 г.,
в окончательном варианте — 4/IV 1991 г.

УДК 537.521.7 + 778.347

Е. А. Зобов, А. Н. Сидоров

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА

При пробое в резко неоднородном поле скользящей искры обнаружены локальные зоны с более длительным свечением, которые образуются как в завершенной, так и в незавершенной стадии разряда [1]. В завершенной стадии разряда такие зоны стабильно образуются в изгибах канала разряда при условии, что разрядный промежуток превышает некоторую критическую длину. Длительность локальных зон свечения в этом случае может на порядок превышать свечение прямых отрезков канала разряда. В незавершенной стадии разряда участки с более длительным свечением образуются на альтернативной траектории лидера или на боковых ветвях. В этом случае длительность их свечения много меньше, но достаточна для обнаружения скоростным фоторегистратором СФР-2М.

Цель данной работы — попытка исследовать механизм образования локальных зон свечения в незавершенной стадии скользящей искры. Предполагалось, что в процессе пробоя образуются локальные зоны с повышенной концентрацией заряда.

Для проверки предположения о локальной концентрации заряда были разработаны методы его визуализации. Это удалось сделать с помощью фотографических материалов. Визуализация распределения электрического заряда по поверхности фотоматериала основана на том, что в электрическом поле происходит сдвиг центров скрытого изображения в сторону, противоположную приложенному полю [2]. При одновременном воздействии на фотопленку короткой (около 10^{-6} с) импульсной подсветки, повышающей ее светочувствительность примерно на порядок, и электрического поля, которое в зависимости от направления повышает или понижает светочувствительность фотоэмульсии [3], удалось получить изображение распределения электрического заряда на поверхности фотопленки.

Методика визуализации заряда обрабатывалась на слабосветящемся разряде — импульсной короне с острия. Условия визуализации подбирались таким образом, чтобы изображения элементов импульсной короны без внешней подсветки не было, а результатом внешней подсветки фотопленки после ее обработки было лишь незначительное повышение плотности вуали. Следовательно, ни импульсная корона, ни равномерная подсветка по отдельности не образуют изображения, его можно получить только при совместном их воздействии.

В излучающих разрядах для подсветки фотопленки может быть использовано излучение незавершенной искры. В этом случае на фотопленке образуются изображения светящихся элементов разряда — фигуры Лихтенберга [4], а также изображение распределения электрических зарядов в стримерной системе на фронте пробоя и в радиальном направлении от канала искры. Это распределение относится к моменту окончания свечения незавершенной искры, совпадающему с моментом окончания ионизационных процессов в разрядном промежутке. В излучающих разрядах трудно добиться равномерной подсветки фотопленки, особенно в длинной скользящей искре [5]. Полученные при автоподсветке зарядовые изображения практически совпадают с электрографическими [6], но метод визуализации заряда фотоматериалами обладает более высокой чувствительностью и существенно более высокой разрешающей способностью.

Было исследовано распределение электрического заряда по длине скользящей искры, которая развивалась непосредственно по поверхности фотопленки в длинном разрядном промежутке в условиях работы [5], где приведены техника эксперимента и осциллографические измерения, а также скользящие искры в емкостном разряде с тем же источником питания. В этом случае фотопленка помещалась на поверхность изолированного заземленного электрода.

Емкостной (барьерный) разряд представляет собой разряд в газовом промежутке, при этом электроды изолированы диэлектриком [6, 7]. Размер плоских электродов 10×50 см, длина газового промежутка 1,5 см. На высоковольтный электрод подавалось напряжение косинусоидальной формы с амплитудным значением до 70 кВ. Период колебаний 9,8 мкс, декремент затухания 0,3. Максимальная амплитуда тока на электродах 200 А, длительность тока около 1 мкс, после чего ток падал до 10—2 А. Из осциллограммы тока можно сделать вывод, что основные процессы изменения заряда на поверхности диэлектрика в емкостном разряде при выбранных условиях ограничены фронтом импульса напряжения. Этот вывод подтверждается характером полученных зарядовых изображений при смене полярности источника питания и сопоставлением с зарядовыми изображениями в [6].

Развитие скользящих искр в длинном разрядном промежутке за точкой перегиба пробойной характеристики [5] и по поверхности диэлектрика в емкостном разряде можно считать качественно подобным в результате следующих основных процессов.

1. Первоначальная ионизация происходит в заметных объемах газовой среды. В длинном промежутке начальную ионизацию обеспечивают высокоскоростные пробойные волны [8, 9], в емкостном разряде начальным процессом является достаточно однородная благодаря диэлектрику на электродах ионизация газовой среды.

2. Высокая скорость нарастания напряжения создает в газовой среде рекомбинационно-неравновесную плазму, перераспределение заряда вызывает броски тока, при этом образуются индуцированные вихревые поля [10], которые, по мнению авторов, играют существенную роль в процессе локализации заряда в промежутке.

3. Отсутствует сквозной ток через разрядный промежуток, в длинной искре это обеспечивается только на части его. Поэтому основным будет не процесс разогрева искрового канала сквозным током, а процесс накопления заряда в промежутке, что необходимо для дальнейшего раз-

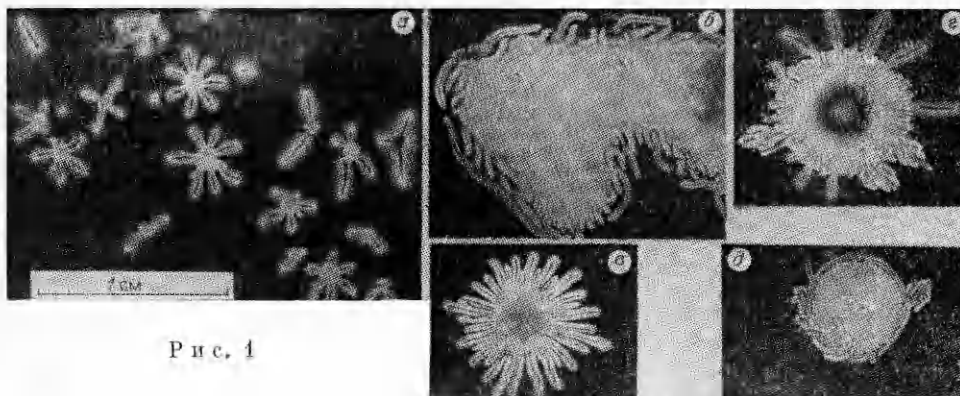


Рис. 1

вития пробоя. Отсутствие сквозного тока облегчает также и регистрацию процессов локализации заряда.

Главное отличие скользящих искр в длинном промежутке и емкостном разряде — степень однородности электрического поля. В резко неоднородных полях [5] скорость развития пробоя велика, малая длительность каждой стадии затрудняет регистрацию электрического заряда фотопленкой, поскольку за время воздействия импульсной подсветки происходит многократное перераспределение заряда по поверхности. В емкостном разряде начальное электрическое поле сравнительно однородно, неоднородное поле возникает вследствие неоднородного распределения заряда по поверхности диэлектрика при существенном превышении приложенного напряжения над пробойным для газового промежутка. Поэтому развитие скользящей искры в емкостном разряде происходит значительно медленнее, многие стадии развития и соответствующие этим стадиям распределения заряда становятся доступными для регистрации. Кроме того, процесс растекания заряда по поверхности диэлектрика представляет самостоятельный интерес.

В емкостном разряде при положительной полярности напряжения на высоковольтном электроде, примерно равном пробойному, в газовом промежутке образуются отдельные стримеры, траектории которых продолжают по поверхности фотопленки (рис. 1, а). Под термином стример подразумевается электронная лавина, окруженная чехлом положительного заряда. В литературе [11] термин стример имеет несколько иное значение. Зарядовое изображение стримера образуется при воздействии внешней импульсной подсветки, которая создает центры скрытого изображения равномерно по всей площади фотопленки. Отрицательный заряд (электронная лавина) снижает светочувствительность фотоэмульсии, уничтожая центры скрытого изображения, поэтому зоны воздействия отрицательного заряда имеют более низкую плотность почернения, чем от равномерной подсветки. На приведенных зарядовых изображениях этот эффект можно наблюдать при воздействии отрицательного заряда на положительно заряженные участки фотопленки. Положительный заряд повышает светочувствительность фотоэмульсии за счет сдвига центров скрытого изображения в сторону положительного заряда. Поэтому зарядовое изображение стримера является изображением положительного заряда (светлый ореол) и отрицательного (темная область в центре). Эффекты взаимодействия внешней подсветки и электрического поля с фотоэмульсией имеют нелинейный характер и определить концентрацию заряда фотометрированием не представляется возможным. При повышении напряжения сверх пробойного на фотопленке образуются положительно заряженные стримерами участки (рис. 1, б).

При дальнейшем повышении напряжения на высоковольтном электроде в газовом промежутке емкостного разряда возникают искровые каналы, переносящие на поверхность фотопленки более крупный заряд, образу-

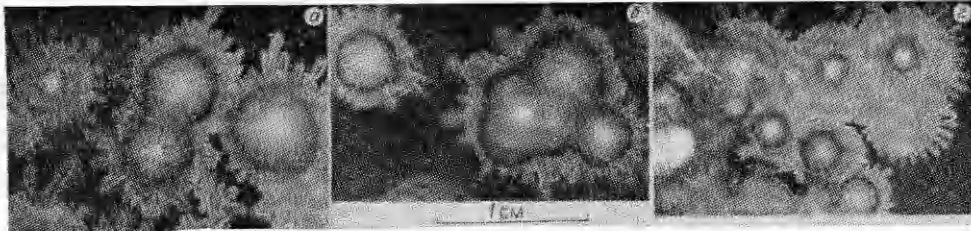


Рис. 2

щей свою стримерную систему. Зону касания искрового канала с поверхностью фотоленки можно рассматривать как локальный заряд (ЛЗ), от которого развиваются процессы стримерообразования в ионизированной емкостным разрядом среде. Качественная картина роста ЛЗ представляется следующей. В радиальном от ЛЗ направлении начинается развитие стримерной системы (рис. 1, *в*), которое определяется двумя процессами в центре ЛЗ:

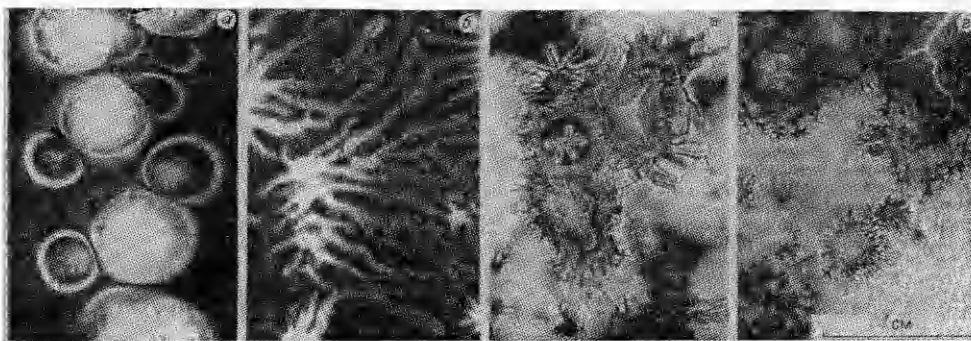
- накопление заряда $+q$ приводит вследствие падения напряженности поля E на искровом канале к уменьшению тока через него;
- нейтрализация заряда центра переносимым стримерами зарядом $-q$ (рис. 1, *г*, темное пятно в центре) приводит к увеличению E и тока через искровой канал.

Время между этими процессами, рассчитанное по средней скорости электронных лавин, составляет $(1 \div 2) \cdot 10^{-8}$ с, что соответствует времени развития узлов на стебле импульсной короны в воздухе [12]. Возникновение узлов на отдельных направлениях в стримерной системе ЛЗ (рис. 1, *г*) можно считать процессом роста будущих ЛЗ, а начало процесса локализации заряда относится, по-видимому, к более ранним стадиям пробоя.

Узлы в стримерной системе возникают в момент нейтрализации центра ЛЗ, при этом на некоторое время E в периферийной зоне ЛЗ оказывается выше, чем E , создаваемая центром. На периферии ЛЗ стримеры развиваются в области с максимальной на данный момент времени E , т. е. по эквипотенциали относительно центра начального заряда (рис. 1, *д*). Поскольку зарядовые изображения являются изображением конечной стадии распределения заряда по поверхности, можно предположить, что во время нарастания напряжения развитие стримеров происходит попеременно как в радиальном, так и в эквипотенциальном направлении. Возможно, развитие стримеров по эквипотенциали относительно центра ЛЗ можно трактовать как процесс выравнивания заряда по длине радиальных стримеров. О наличии такого процесса говорит тот факт, что не взаимодействующий с другими ЛЗ имеет на поверхности фотоленки форму правильной окружности. В случае однородно заряжаемой поверхности развитие стримеров также происходит в нормальном и параллельном стримерному фронту направлениях (рис. 1, *б*).

Отдельные ЛЗ, образованные как искровыми каналами в емкостном разряде, так и в узлах стримерной системы, объединяются в более крупный ЛЗ с единой стримерной системой и едиными зарядовыми оболочками (рис. 2, *а*, *б*). Оболочкой ЛЗ можно считать кольцевую зону вокруг центра, имеющую избыточный заряд одного знака. На рис. 2, *а*, *б* у таких кольцевых зон отрицательный заряд (темные кольца вокруг центра). Образующиеся на однородно заряженной стримерами поверхности ЛЗ могут иметь положительно заряженную внешнюю оболочку. В этом случае взаимодействие ЛЗ носит характер взаимодействия их внешних оболочек с избыточным зарядом разных знаков (рис. 2, *в*).

На краях электродов емкостного разряда электрическое поле менее однородно, что облегчает образование скользящей искры. Образующийся искровой канал вызывает усиление поля на фронте развития, поэтому на будущей траектории искрового канала образуются цепочки ЛЗ (рис. 2, *г*).



Р и с. 3

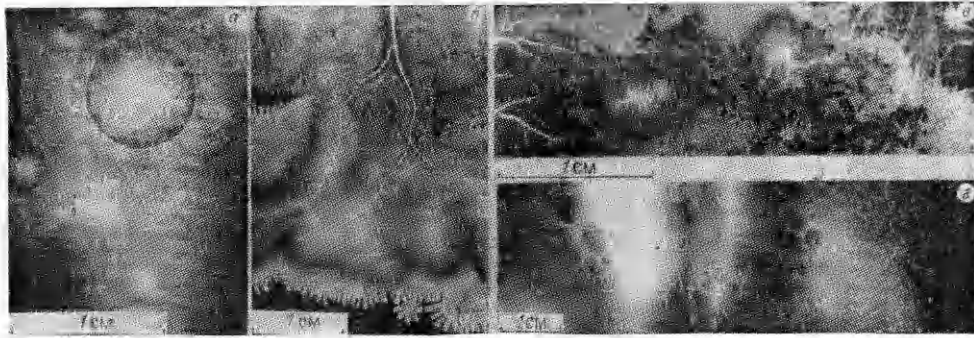
При отрицательной полярности напряжения на высоковольтном электроде образуются ЛЗ без изображения стримерной системы (рис. 3, *a*). Это связано с тем, что заряд поверхности диэлектрика и избыточный заряд стримера имеют один знак, поэтому стримеры развиваются в газовой среде над поверхностью диэлектрика. В слабонеоднородном поле на краях электродов можно получить изображение отрицательных стримеров, но оно будет нерезким (рис. 3, *b*). Отсутствие изображения стримерной системы на изображении отрицательных ЛЗ позволяет более наглядно представить строение ЛЗ и процессы взаимодействия их.

Отрицательный ЛЗ (рис. 3, *a*) представляет собой сложную систему из положительно заряженного центра, области отрицательного заряда вокруг центра, положительно заряженной оболочки и внешней отрицательной оболочки, о наличии которой свидетельствует темная полоса между близко расположенными ЛЗ. Избыточный отрицательный заряд в основном сконцентрирован вокруг положительно заряженного центра. Об этом говорит смещение центра более мелкого ЛЗ в сторону более крупного, при этом их слиянию некоторое время препятствуют их внешние оболочки. По мере разрушения оболочек в зоне касания ЛЗ сливаются, заряды обоих знаков перераспределяются по внутренним и внешним оболочкам и, вероятно, частично рекомбинируют. Возможная аналогия — рост крупного кристалла и растворение мелких в насыщенном растворе. Строение положительного ЛЗ, по-видимому, такое же, но избыточный положительный заряд в нем больше отрицательного.

При дальнейшем повышении напряжения отрицательной полярности и усилении ионизации положительные ионы нейтрализуют заряд поверхности и вторичные стримеры изображаются резкими. В центре более крупных ЛЗ начинается формирование канала скользящей искры (рис. 3, *в*). На краях электродов на будущей траектории искрового канала (аналогично рис. 2, *г*) создаются цепочки отрицательных ЛЗ (рис. 3, *г*).

При регистрации отрицательных ЛЗ выбором режима подсветки получается изображение распределения заряда, а также более детальное изображение процессов, протекающих в радиальном и эквипотенциальном направлениях от центра (рис. 4, *a*). В зарядовом изображении центра крупного ЛЗ можно различить структуру, имеющую более простое строение: положительный центр и отрицательную оболочку. Такую структуру авторы назвали гранулированным зарядом. Это более устойчивая форма существования электрических зарядов по сравнению с плазмой.

Развитие искрового канала по цепочке ЛЗ происходит либо по траектории одного из радиальных стримеров, при этом ЛЗ включается в траекторию искрового канала, либо по эквипотенциали вокруг ЛЗ (рис. 4, *б*). Отдельные искры формируются в цепочке ЛЗ на будущей траектории разряда (рис. 4, *в*). При скоростной фоторегистрации этого процесса получается четочная структура разряда в незавершенной стадии [1]. Как правило, четочная структура реализуется на альтернативной траектории разряда или на боковых ветвях, т. е. при величине поля, достаточ-



Р и с. 4

ной для образования крупных ЛЗ, но без развития по цепочке ЛЗ единого искрового канала. Из рис. 4, б, в можно сделать вывод, что ЛЗ — одна из причин извилистости искрового канала и его ветвления.

По-видимому, начальной стадией локализации заряда является образование кластеров [13], состоящих из положительного иона в центре и нейтральных атомов, образующих вследствие поляризации в электрическом поле иона внешнюю зарядовую оболочку. Кластеры могут состоять из сотен атомов и молекул [14, 15]. В качестве исходной гипотезы примем, что процесс слияния ЛЗ (рис. 3, а) подобен образованию гранулированного заряда при слиянии кластеров.

Для создания кластерной плазмы необходимо, чтобы плазма разряда была рекомбинационно-неравновесна. Наиболее простой способ получения такой плазмы — питание разряда короткими (менее 10^{-6} с) импульсами напряжения. Этот режим автоматически реализуется в искровом канале емкостного разряда. В скользящей искре при длине разряда, более критической [5], броски напряжения вызваны образованием ступенчатого лидера. В этих условиях в резко неоднородном поле фронта пробоя, где скорости растекания заряда по поверхности много выше, при паразитной подсветке от искрового канала трудно получить зарядовые изображения приемлемого качества. В радиальном направлении от канала длиной искры, где скорости растекания заряда примерно те же, что и в емкостном разряде, в незавершенной скользящей искре можно получить примерно такие же зарядовые изображения, что и на рис. 1—3.

Длина разрядного промежутка существенно уменьшится, если питание разряда осуществлять короткими импульсами напряжения по аналогии со ступенчатым лидером. В таком случае имеем зарядовое изображение чехла поверхностного заряда завершенной скользящей искры, ограничив энергию в сильноточной стадии разряда (рис. 4, г). Здесь процессы грануляции заряда, образование первичных стримеров и ЛЗ даже более наглядны, чем в емкостном разряде. Из рис. 4, г видно, что область гранулированного заряда образуется при распаде первичной стримерной системы.

Таким образом, процесс пробоя можно представить в виде цепочки однотипно протекающих процессов: образование кластеров на стадии формирования электронных лавин, гранулированного заряда на стадии формирования и распада первичной стримерной системы, ЛЗ при формировании вторичных стримеров, слияние и рост ЛЗ в чехле поверхностного и объемного заряда искрового канала. Эти процессы происходят при ступенчато возрастающей энергетике всех стадий пробоя. Следует подчеркнуть, что подобный подход применим только к пробоям длинных разрядных промежутков.

Применительно к скользящей искре признаком длинного промежутка можно считать также то, что в газовой среде над поверхностью диэлектрика происходят те же процессы образования первичных и вторичных стримеров, что и на поверхности диэлектрика. Плотность сетки стримерных каналов в таком случае существенно меньше, чем на поверхности, но быстро

возрастает с увеличением приложенного напряжения. Именно образование чехла пространственного заряда над поверхностью диэлектрика позволяет рассматривать скользящую искру в качестве модели молнии. Броски тока в процессе пробоя создают в чехле пространственного заряда индуцированные вихревые поля с замкнутыми силовыми линиями [10], что имеет существенное значение для образования и особенно для стабилизации ЛЗ. Развитие стримеров по эквипотенциали ЛЗ на поверхности и процессы в вихревом поле в чехле объемного заряда, по-видимому, качественно подобны, поскольку соблюдается основное условие для локализации заряда — создание рекомбинационно-неравновесной плазмы, где существенная доля заряженных частиц является кластерами [13]. Поэтому понимание процессов растекания заряда по поверхности диэлектрика существенно облегчает понимание процессов, происходящих в чехле объемного заряда скользящей искры и молнии.

Авторы выражают благодарность И. В. Подмошенскому за полезные обсуждения экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Четочная структура разряда при пробое в неоднородном поле // ПМТФ.— 1990.— № 1.
2. Ляликов К. С. Теория фотографических процессов.— М.: Искусство, 1960.
3. Галашин Е. А. Образование скрытого изображения в электрическом поле // Журн. науч. и прикл. фото- и кинематографии.— 1987.— Т. 32, № 1.
4. Мик Дж., Крэггс Дж. Электрический пробой в газах.— М.: ИЛ, 1960.
5. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры в воздухе // ПМТФ.— 1978.— № 3.
6. Сергеев Ю. Г., Соколова М. В. Распределение заряда по поверхности при разряде в газовом промежутке с диэлектриком на электроде // Электричество.— 1980.— № 2.
7. Райзер Ю. П., Шнейдер М. Н. Высокочастотный разряд среднего давления между изолированными и оголенными электродами // Физика плазмы.— 1988.— Т. 14, № 2.
8. Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Марковец В. В. Волновой пробой газовых промежутков. Быстрые стадии пробоя // ТВТ.— 1983.— № 2.
9. Абрамов А. Г., Асиновский Э. И., Василяк Л. М. Высокоэнергетичные электроны в высокоскоростных волнах пробоя // Физика плазмы.— 1988.— Т. 14, № 8.
10. Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Регистрация электронных лавн в индуцированных вихревых полях // Письма в ЖТФ.— 1989.— Т. 15, вып. 13.
11. Базелян Э. М., Ражанский И. М. Искровой разряд в воздухе.— Новосибирск: Наука, 1988.
12. Стекольников И. С. Природа длинной искры.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.
13. Гудзенко Л. И., Держиев В. И., Яковленко С. И. Некоторые свойства ионной и кластерной плазмы // Тр. ФИАН.— 1980.— Т. 120.
14. Востриков А. А. Исследование образования и свойств кластеров N_2O // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, № 2.
15. Востриков А. А., Дубов Д. Ю., Предтеченский М. Р. Кластеры воды: прилипание электронов, ионизация, электризация при разрушении // ЖТФ.— 1987.— Т. 57, № 4.

г. Сосновый Бор

Поступила 5/III 1990 г.,
в окончательном варианте — 16/IV 1991 г.

УДК 621.378.826 : 533.9

А. М. Оршич, И. Ф. Шайхисламов

СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ, РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ В ФОНОВЫЙ ГАЗ И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

При экспериментальных исследованиях нестационарных процессов в космической плазме, проведении натурных опытов в околоземном пространстве и при лабораторном моделировании космофизических явлений широко применяются спектральная и оптическая диагностики [1—4].