

Как видно из рис. 2, применение предлагаемого способа позволило не только выявить ранее визуально ненаблюдаемую на рентгенограмме линию Nb, но и разделить ее на дублеты характеристического излучения. Сравнение значения междублетного расстояния $\Delta\lambda$, полученного расчетом на основе экспериментальных данных $\Delta\lambda_{\text{эксп}} = 2'58, 560'' \pm 1.08''$, показывает хорошее согласие с теоретическим значением $\Delta\lambda_{\text{теор}} = 2'58.812''$.

Очевидно, что одновременно решена и задача повышения чувствительности качественного фазового анализа: для рассмотренного примера более чем в 10 раз.

В заключение отметим, что предложенный метод может быть также успешно применен в рентгеноспектральном анализе (например, для изучения структуры уровней энергии электронов), в дифракционной микрорентгенографии, в рентгеновской топографии, для регистрации быстропротекающих процессов (горение, взрыв) и свечения слабых объектов (звезды и т. п.), в ядерной спектроскопии и т. д.

Литература

- [1] Русаков А. А. Рентгенография металлов. М.: Атомиздат, 1977. 480 с.
- [2] Русов В. Д., Семенов М. Ю., Бабикова Ю. Ф. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 10. С. 2215—2219.
- [3] Русов В. Д., Семенов М. Ю., Бабикова Ю. Ф. // ДАН СССР. 1982. Т. 268. №. 2. С. 377—381.
- [4] Картужанский А. Л. // Успехи науч. фотогр. 1966. Т. 12. С. 91—96.
- [5] Русов В. Д., Кочкиков И. В., Семенов М. Ю., Ягола А. Г. // Методы решения некорректных задач и их применение. Новосибирск, 1982. С. 229.

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова

Поступило в Редакцию
13 мая 1987 г.

03; 04

Журнал технической физики, т. 59, в. 7, 1989

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТАТОЧНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ГАЗЕ ПОСЛЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО РАЗРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА

О. А. Журавлев, А. В. Кислицев, А. И. Кравцов, А. Л. Муркин,
А. И. Федосов

Повышенный интерес к работе скользящего разряда (СР) в импульсно-периодическом режиме [1] связан с перспективами применения его в качестве эффективного плазмостового УФ предионизатора в прокачных ТЕА лазерах. Этому способствуют высокая скорость

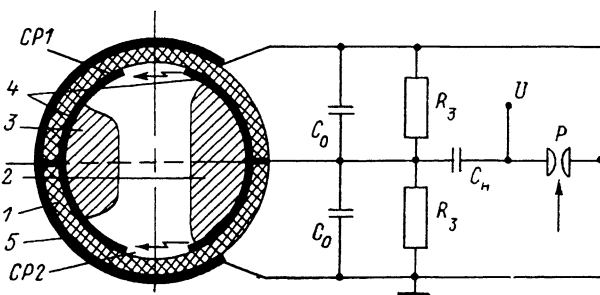


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

восстановления электрической прочности промежутка после СР [2], возможность сохранения излучательных характеристик разряда при частоте следования импульсов тока до 10^4 Гц [3].

К числу недостаточно изученных относятся вопросы, связанные с уровнем газодинамических возмущений, создаваемых СР в активной среде лазера. Отсутствие газодинамической модели СР можно объяснить высокой однородностью разряда как в моноимпульсном,

так и в частотном режиме без продува газа при микро-наносекундных импульсах напряже-ния и удельном энерговыделении до 500 Дж/л [1].

На тенеграммах [4] приведена структура ударных волн, обусловленных характером развития СР как в завершенной, так и в незавершенной стадиях. Осталась невыявленной картина течений в приповерхностной области, связанная с расширением нагретого газа, диффузией продуктов эрозии диэлектрика и переносом тепла от нагретого газа к соседним

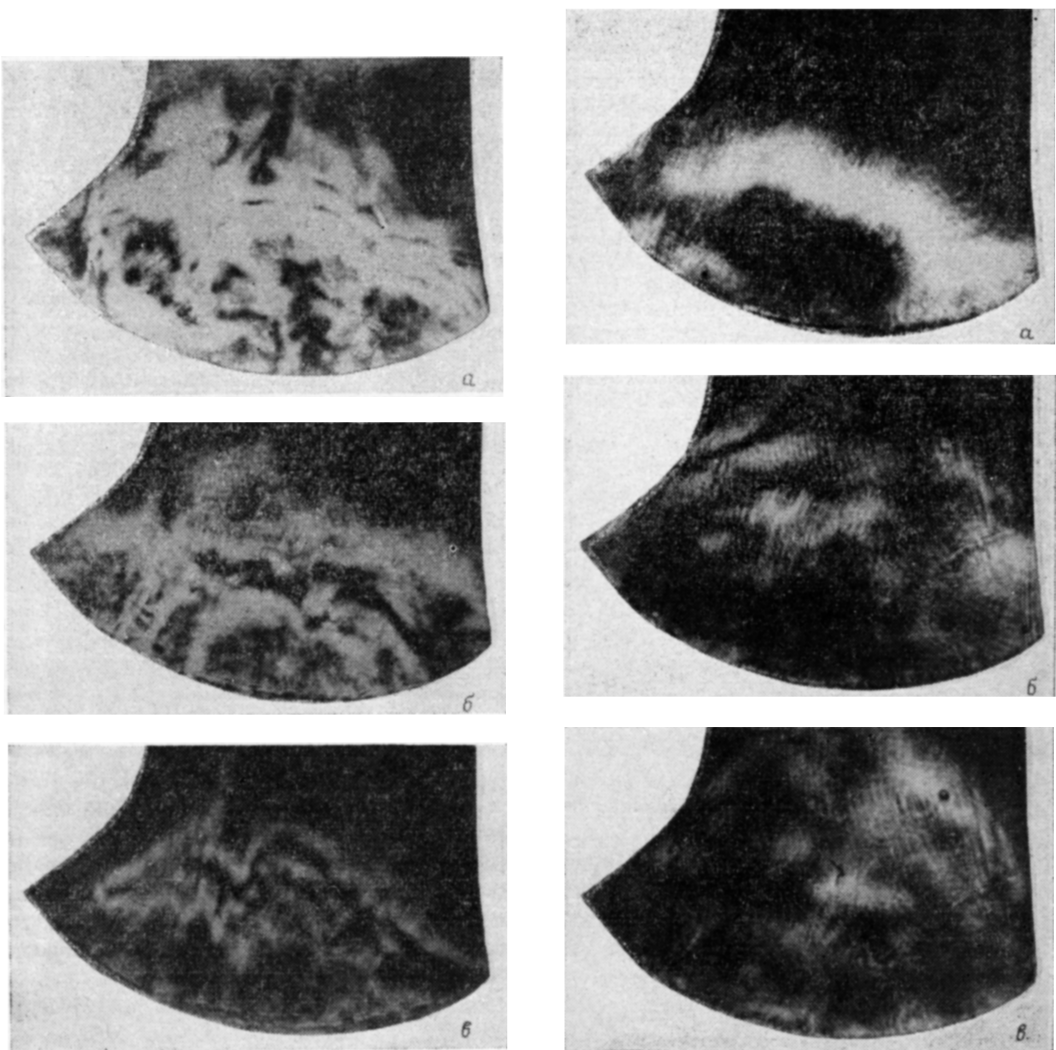


Рис. 2. Шлирен-фотографии распределения градиента плотности газа через 50 мкс после прохождения СР с импульсом тока амплитудой ~ 0.3 кА при давлении воздуха 760 (а), 600 (б) и 500 мм рт. ст. (в).

Рис. 3. Шлирен-фотографии распределения градиента плотности газа при давлении воздуха 250 мм рт. ст. после прохождения СР с импульсом тока ~ 0.22 кА через 60 (а), 90 (б) и 130 мкс (в).

областям. В работе [5] обращено внимание на высокий уровень газодинамических возмущений, создаваемых СР в области плазменного электрода. В импульсно-периодическом режиме [6] повышенное энерговыделение у электродов в сочетании с малоэффективным обновлением газа в пограничных слоях должно приводить к перегреву рабочей смеси.

В данной работе приведены результаты исследований шлирен-методом нестационарных течений газа, создаваемых СР, вынесенным на боковую поверхность корпуса разрядной камеры (рис. 1), подобно [7].

Корпус камеры 1 с внутренним диаметром 42 и толщиной стенок 3 мм выполнен из органического стекла, имеет торцевые оптически прозрачные фланцы, расположенные на рас-

стоянии 60 мм друг от друга. Медные электроды 2, 3 с фольговой подложкой 4 плотно прижаты к поверхности корпуса 1, обеспечивая промежуток в 14 мм для основного объемного разряда (ОР) и два промежутка по 20 мм на поверхности корпуса 1 для скользящих разрядов (СР1, СР2).

Энергия, запасенная в конденсаторе C_n емкостью 3 нФ при зарядном напряжении $U \leq 38$ кВ, вкладывалась с помощью малоиндуктивного разрядника P и ленточного токопровода 5 в воздушную среду камеры 1 при давлении от 200 до 760 мм рт. ст. за время 0.85—1 мкс.

Особенность экспериментальной установки заключалась в том, что СР формировался при остаточном давлении $p \leq 230 \div 240$ мм рт. ст. без образования искровых каналов в промежутке электродов 2, 3. При $p \geq 490 \div 500$ мм рт. ст. СР имел завершенную фазу в виде одного-двух сильноточных каналов, которые при $p < 490$ мм рт. ст. распадались, достигая $\sim 3 \div 5$ канал/см. Дальнейшее уменьшение давления ($p \leq 320 \div 350$ мм рт. ст.) приводило к переходу СР в диффузную фазу — от отдельных лавинных каналов к сплошному диффузному плато при $p \leq 260 \div 280$ мм рт. ст.

Оптическая схема шлирен-метода была собрана на скамье голографической установки УИГ-1М, рубиновый лазер которой работал с пассивной модуляцией добротности [8].

Чувствительность схемы записи шлиренграмм к градиенту плотности газа с учетом изменения давления и характера протекания СР была на уровне 2—3 %.

Система синхронизации [9] обеспечивала задержку регистрирующего импульса длительностью 40 нс относительно энерговыклада в разряд в пределах 10—150 мкс.

Для повышения пространственного разрешения метода, получения связи процессов в газе с поверхностью диэлектрика и электродами производилась регистрация оптических неоднородностей от одного из СР. Как видно из шлирен-фотографий (рис. 2), характерным является вынос объема нагретого газа (светлые протяженные образования у верхней границы шпире) от поверхности диэлектрика со средней скоростью 120—140 м/с до 50 мкс после СР с образованием у подложки переходной зоны с относительно холодным газом, совершающим интенсивное турбулентно-пульсационное движение (рис. 2, а).

Известно [2], что для рассматриваемых временных интервалов расширение объема горячего газа в процессе охлаждения должно происходить при постоянном давлении. Однако обнаруженное нами явление направленного движения объема нагретого газа как целого, интенсивная турбулизация его говорят о наличии градиента давления и потока газа от поверхности диэлектрика. Такие потоки могут быть связаны с излучательной эрозией подложки [10] и поляризационными процессами на ней [11], приводящими к интенсивным выбросам паров вещества. Об этом должны свидетельствовать периодические изогradientные структуры, замыкающиеся на поверхность диэлектрика (рис. 2, б, в). Данные газодинамические структуры имеют признаки слабых ударных волн, которые взаимодействуют друг с другом [12] и приводят к существенной перестройке процессов в объеме нагретого газа до 60—65 мкс после СР. Характерно, что газодинамические выбросы наблюдаются и через 80—90 мкс после завершения СР, однако уже к 100 мкс скорость смещения объема нагретого газа равна нулю.

Переход СР в диффузную фазу (рис. 3) сопровождается существенным уменьшением возмущений плотности газа. Из рис. 3, а видно, что область нагретого в канале СР газа к 60 мкс представляет собой широкую однородную изогradientную полосу, смещенную на 6 мм от поверхности диэлектрика. Полоса имеет более резкий контур со стороны диэлектрической подложки, что говорит о наличии восходящего потока газа. Через 85—90 мкс после СР область теплого газа (рис. 3, б) полностью тормозится, сохраняя пространственную модуляцию плотности не более 5—7 %. Как видно из рис. 3, в, к 130 мкс после прохождения СР возмущения плотности газа на уровне чувствительности метода достигают оси камеры.

Проведенные исследования показали, что СР в частотном режиме развивается в потоке тепловых испарений диэлектрика, которые через 100 мкс после прохождения импульса тока разряда имеют однородную структуру. Для выноса тепловых неоднородностей плотности из активной среды лазера необходима принудительная прокачка газа.

Уменьшение газодинамических возмущений в области плазменного электрода может быть осуществлено путем отсоса газа из пограничного слоя, введением активного охлаждения подложки, использованием температуростойких диэлектриков.

- [1] Борисов В. М., Высыкайло Ф. М., Кириухин Ю. Б., Христофоров О. Б. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 10. С. 2110—2112.
- [2] Бельков Е. П. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 9. С. 1946—1951.
- [3] Абросимов Г. В., Клоповский К. С., Польский М. М. и др. // Тез. докл. II Всесоюзн. совещ. по физике электрического пробоя газов. Тарту, 1984. С. 420—422.
- [4] Зобов Е. Н., Сидоров А. Н., Литвинова И. Г. // ЖПМТФ. 1986. № 1. С. 20—23.
- [5] Карлов Н. В., Кислецов А. В., Ковалев И. О. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 617—622.
- [6] Баранов В. Ю., Бреев В. В., Мамота Д. Д., Низьев В. Т. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 9. С. 1861—1866.
- [7] Березин А. Д., Бодайкин Л. В., Гамазейщиков А. М. и др. // Тез. докл. III Всесоюзн. конф. по физике газового разряда. Киев, 1986. С. 300—302.
- [8] Журавлев О. А., Муркин А. Л. и др. // Тез. докл. XII Всесоюзн. научн.-техн. конф. «Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропротекающих процессов». М., 1985. С. 74.
- [9] Журавлев О. А., Муркин А. Л. // Тез. докл. Всесоюзн. семинара «Физика быстропротекающих плазменных процессов». Гродно, 1986. С. 70.
- [10] Дашук П. Н., Зинченко А. К., Ярышева М. Д. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 3. С. 324—332.
- [11] Авдченко А. А., Малев М. Д. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 8. С. 1703—1711.
- [12] Бережецкая Н. К., Большаков Е. Ф., Голубер С. К. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 6. С. 1926—1931.

Куйбышевский авиационный
институт им. акад. С. П. Королева

Поступило в Редакцию
19 мая 1987 г.

03; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 7, 1989

ИОНИЗАЦИОННЫЙ ВЫХОД С ТРЕКОВ ЭЛЕКТРОНОВ В ЖИДКОМ КСЕНОНЕ

Т. Я. Воронова, М. А. Кирсанов, А. А. Круглов, И. М. Ободовский,
С. Г. Покачалов, В. А. Шилов, Е. Б. Христич

Ионизационный выход в жидких диэлектриках является предметом интенсивных исследований во многих лабораториях (см., например, [1]). Анализ зависимости ионизационного выхода от напряженности электрического поля дает богатую информацию о структуре трека [2], механизме процесса рекомбинации на треке [3], деталях процессов преобразования энергии излучения в веществе [4].

Ионизационный выход является важнейшей характеристикой ионизационных спектрометров. Зависимость ионизационного выхода от энергии электронов определяет энергетическое разрешение гамма-спектрометров и линейность его калибровочной характеристики.

Информация о зависимости ионизационного выхода от энергии крайне скудна даже для наиболее подробно исследованных жидких углеводородов и жидкого аргона. Тем более она недостаточна для самого перспективного материала гамма-спектрометров — жидкого ксенона.

Для расчетов реальных гамма-спектрометров требуется знание ионизационного выхода при различных значениях напряженности электрического поля. Оказалось, что ионизационный выход хорошо аппроксимируется функцией вида

$$f = (1 + k/E)^{-1}, \quad (1)$$

где $f = Q/Q_0$ — ионизационный выход; Q_0 , Q — заряд, образованный частицей и извлеченный с трека; E — напряженность электрического поля; k — единственный параметр, характеризующий ионизационный выход.

Вообще говоря, такой вид аппроксимации следует из теории рекомбинации Яффе, но уже неоднократно отмечалось, что теория Яффе неприменима к конденсированным благородным газам. Соответствие экспериментальных результатов кривой (1) — экспериментальный факт, позволяющий для характеристики ионизационного выхода пользоваться параметром k .