

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

**С.Г. Дамбраускас, В.В. Иванов, А.Т. Рахимов, В.Б. Саенко**

**ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ  
ВОЗБУЖДЕНИИ МИКРОШНУРОВ ПЛАЗМЫ В ГАЗАХ  
АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ.**

**Препринт НИИЯФ МГУ - 2003 -15/728**

УДК 621.3.032.35

ББК 22.345

Д16

E-mail: [VSaenko@mics.msu.su](mailto:VSaenko@mics.msu.su)

Preprint of Institute of Nuclear Physics № 2003-15/728

**S. G. Dambrauskas, V.V. Ivanov, A.T. Rakhimov, V. B. Saenko**

## GENERATION OF ULTRAVIOLET RADIATION IN GAS PLASMA MICROPINCHES AT ATMOSPHERIC PRESSURE

### Abstract

Numerical simulation and experimental tests have been carried out to study the mechanisms of generation of UV radiation due to excitation of a row or array of plasma micropinches produced in a high-current electrical discharge of short duration. The optimal geometrical and electric parameters were determined to provide the most effective regimes of generation of short wavelength radiation. High intensity UV emission in the spectral range of  $\Delta\lambda = 180 - 300$  nm was obtained using open discharge in ambient air and in the spectral range of  $\Delta\lambda = 100 - 300$  nm using nitrogen and rare gases mixtures. Original methods were proposed to organize the light emitting discharges operating at higher repetition rate via use of a special low impedance discharge circuit. A possibility of development of a high aperture sources of UV radiation was demonstrated what is very important for a number of applications in laser technique, microelectronics, petrochemistry, medicine and ecology.

This work is supported by RFBR, grant No 02-02-08069.

**С. Г. Дамбраускас, В.В. Иванов, А. Т. Рахимов, В. Б. Саенко**

## ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ МИКРОШНУРОВ ПЛАЗМЫ В ГАЗАХ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ.

### Аннотация

Проведено расчетно-теоретическое и экспериментальное исследование механизмов генерации УФ излучения при возбуждении линейки или матрицы микрошнуров плазмы в сильноточном разряде короткой длительности. Определены оптимальные геометрические и электротехнические параметры, при которых реализуются эффективные режимы генерации коротковолнового УФ излучения. Получена интенсивная генерация УФ в спектральном диапазоне  $\Delta\lambda=180 - 300$  нм при работе открытого источника в окружающей атмосфере воздуха и в диапазоне  $\Delta\lambda=100 - 300$  нм при использовании азота и инертных газов. Предложены оригинальные способы организации излучающих разрядов, обеспечивающих низкоиндуктивный RCL – разрядный контур и повышенную частоту срабатывания. Показана возможность создания широкоапертурных источников УФ, что представляет интерес для промышленного использования в лазерной технике, микроэлектронике, нефтехимии, медицине и экологии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 02-02-08069-инно

© Дамбраускас С.Г., Иванов В.В., Рахимов А.Т., Саенко В.Б.

© НИИЯФ МГУ, 2003

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение.....	4
2. Разработка и экспериментальное исследование энергетических и спектральных характеристик источников УФ излучения.....	5
3. Расчетно-теоретический анализ механизмов генерации УФ излучения при возбуждении микрошнуров плазмы в воздухе.....	13
4. Заключение .....	23
5. Литература.....	24

## 1. Введение.

Существует много чрезвычайно важных для лазерной техники, микроэлектроники, медицины, экологии и нефтехимии фотохимических технологий и схем, для которых необходимы недорогие, компактные открытые (безлампового типа) источники УФ с апертурой светового пучка более  $100 \text{ см}^2$ , интенсивно излучающие в спектральном диапазоне 180 - 300 нм (воздух) или 100 – 300 нм (азот, инертные газы).

В настоящее время для промышленных УФ-процессов признания добились лишь немногие УФ-излучатели. К ним относятся эксимерные лазеры [1], которые могут решить только часть технологических задач. Цена лазерной установки очень высока и оправдана лишь при выпуске дорогостоящей продукции. Известны газоразрядные парортутные лампы низкого давления [2], решающие проблему генерации ультрафиолетового излучения с помощью плазмы тлеющего разряда и получения потока фотонов с большим поперечным сечением. В такой лампе эффективно возбуждается излучение вблизи 254 и 185 нм в соотношении примерно 10 : 1. При использовании кварцевой оболочки такие лампы нашли широкое применение в качестве малоинтенсивных источников ультрафиолетового излучения. Основной недостаток таких ламп для использования в фотохимических технологиях связан с принципиальным ограничением интенсивности ультрафиолетового излучения на уровне  $10^{-3} \text{ Вт/см}^2$  и наличием экологически опасного вещества - ртути.

Известны широкоапертурные источники УФ на основе барьерного разряда [3]. Они экологически безопасны, однако из-за использования слаботоочного барьерного разряда их интенсивность остается низкой.

Повышение интенсивности и однородности ультрафиолетового излучения по сечению пучка фотонов достигается в предлагаемом источнике УФ на основе многозазорного сильноточного разряда короткой длительности. Нами создан и успешно применяется источник ультрафиолетового излучения на основе линейки или решетки разрядов типа Z-микроразрядов. Достоинством источника является то, что можно создавать излучатели с произвольной

геометрией и площадью поверхности. Он излучает практически сплошной спектр в диапазоне 180-300 нм (воздух), близкий к излучению абсолютно черного тела. Источник работает в импульсном режиме на частоте до  $10^4$  Гц, длительность импульса излучения составляет порядка 1 мкс, средняя мощность УФ излучения в диапазоне 180-360 нм достигает 10-100 мВт/см<sup>2</sup>.

## **2. Разработка и экспериментальное исследование энергетических и спектральных характеристик источников УФ излучения.**

Электроразрядная техника позволяет достаточно просто организовать многоазорные разряды в виде линейки с погонной плотностью порядка  $1 \text{ см}^{-1}$  или в виде решетки (матрицы) с плотностью расположения порядка  $1 \text{ см}^{-2}$  на поверхности  $S \geq 100 \text{ см}^2$ . К наиболее простому способу можно отнести многоазорные скользящие разряды, подключенные к емкостному накопителю энергии  $C_0$  через управляемый коммутатор [4,5]. Как правило, такой источник УФ представляет собой низкоиндуктивный RCL-разрядный контур, в котором сопротивление плазмы излучающего разряда согласовано с волновым сопротивлением контура:

$$R_{пл} \approx 2 \cdot O L/C$$

В этом случае реализуется аperiodическая форма разряда с временем нарастания тока до максимума  $t_m = OLC$ .

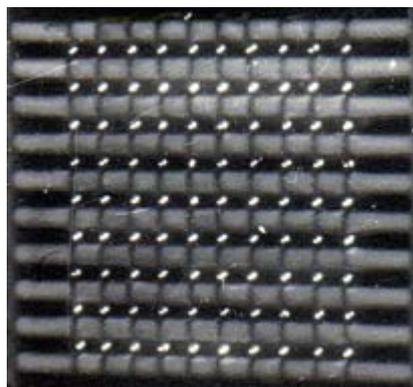
На первом этапе разработок и экспериментов по созданию источников УФ с широким полем облучения нами изучался линейный сильноточный многоазорный скользящий разряд с погонной плотностью щелевых разрядных промежутков  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ , рис.1-а. Изучалось влияние параметров RCL-контура и длины разрядных промежутков на интенсивность УФ-излучения в заданном спектральном интервале при энергокладе в отдельную искру  $W = 0,01-1 \text{ Дж}$ . В процессе экспериментов осциллографировались импульсы тока и напряжения, а также интенсивность УФ излучения в спектральном интервале

$\Delta\lambda=110-365$  нм (ФЭУ-142). Свечение отдельных спектральных линий исследовалось с помощью вакуумного монохроматора, заполненного гелием с небольшим избыточным давлением. Динамика развития искрового канала и распада плазменного шнура исследовалась с помощью методов теневой фотографии. Для определения акустических возмущений вносимой искрой использовался интерферометр Маха-Цандера. Для наблюдений теневых и интерференционных картин в качестве источника света использовался лазер на парах меди [6].

На основе полученных экспериментальных данных нами были предложены и испытаны различные способы организации излучающего разряда с целью получения достаточно однородного свечения большого количества искр, расположенных с плотностью  $\leq 1 \text{ см}^{-2}$  на достаточно большой поверхности.



а.

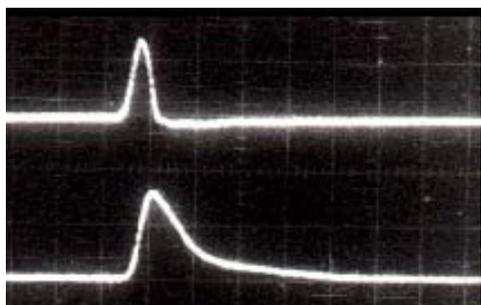


б.

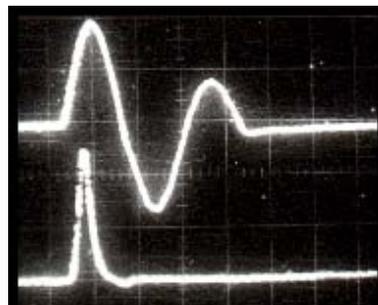
Рис.1. Плазменные источники УФ: а – матрица микрошнуров плазмы на площади 50 x 50 см в схеме со скользящий по поверхности диэлектрика разрядом, б- матрица микрошнуров плазмы на площади 10 x 10 см в схеме с двойным разрядом.

Исследования показали, что источник обеспечивал достаточно интенсивную вспышку УФ при апериодической форме разряда с длительностью импульса

тока  $t \leq 1$  мкс и скорости нарастания тока  $dI/dt \geq 10^9$  А/с. При рассогласовании RCL-контура и появлении колебаний тока эффективность источника УФ резко ухудшалась. Коротковолновый ультрафиолет отсутствовал в случае, когда длительность разрядного тока превышала  $t \geq 1$  мкс, рис.2.



а.



б.

Рис.2. Осциллограммы разрядного тока (верхний луч) и интенсивности УФ (нижний луч, ФЭУ-142,  $\Delta\lambda = 112-365$  нм). Развертка – 0,5 мкс/дел. Амплитуда разрядного тока – 0,75 кА (а) и 4 кА (б).

Оценки показали, что первоначально плазма внутри канала может быть равномерно нагрета до температуры  $T \geq 2$  эВ. В дальнейшем плазма остывала за счет разлета. Характерное время разлета, которое должно соответствовать длительности излучения жесткого УФ, можно определить как  $t = r/v \approx 10^{-6}$  с, здесь  $v$  - скорость звука в нагретом газе,  $r$  - радиус шнура. Привлечение такого механизма генерации излучения позволило понять отсутствие УФ в течение второго полупериода колебаний тока излучающего разряда, так как ток протекает по уже расширившемуся каналу и не может сколько-нибудь существенно увеличить температуру плазмы, рис. 2-б. Отсюда следует, что необходимо использовать аperiodическую форму разряда с крутым фронтом тока, чтобы обеспечить максимальный энерговклад за время ее разлета, рис. 2-а. Интенсивные вспышки УФ получены за счет применения коротких разрядных промежутков  $b \leq 1$  мм, количество которых определяло общее

сопротивление плазмы и было согласовано с волновым сопротивлением низкоиндуктивного RCL-контура. При стремлении к эффективному режиму энерговыклада в излучающую плазму удалось получить аperiodические импульсы тока с амплитудой  $I \sim 1$  кА с длительностью фронта тока  $t = \sqrt{LC} \leq 100$  нс, которые обеспечили самосжимающийся разряд типа Z-пинча с эффективным нагревом квазиравновесных микрошнуров плазмы с радиусом  $r \approx 0,2$  мм в течение  $t \approx 200$  нс, рис.2. Характерный размер плазменного канала  $r \approx 0.2$  мм получен из анализа теневых фотографий, сделанных в поле излучения медного лазера [6].

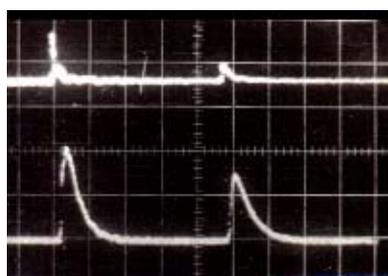


Рис.3. Динамика расширения плазменного микрошнура. Излучающий разряд в воздухе, разрядный промежуток  $d \approx 0,5$  мм, аperiodический импульс тока с амплитудой 750 А имел длительность 400 нс. Экспозиция – 10 нс, интервал между кадрами – 100 нс.

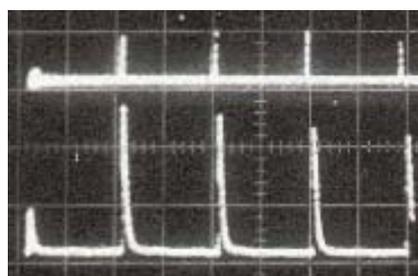
Экспериментальные результаты получили достаточно хорошее согласование с численными расчетами, моделирующими развитие микропинчей. Расчетно-теоретический анализ механизмов генерации УФ излучения представлен ниже.

Сравнение результатов расчетов и экспериментов показывает разумность гипотезы о микропинчевой природе высокоинтенсивного коротковолнового ультрафиолетового излучения в источниках УФ на основе многоззорного сильноточного разряда короткой длительности. Создание достаточно простой модели процессов, происходящих в таких устройствах, открывает возможность управления спектральным составом излучения путем расчета соответствующих электрических и временных параметров внешней RCL-цепи.

При формировании двойного импульса питания с регулируемой скважностью показано, что при снижении энерговклада в отдельную искру до значения  $W \leq 10^{-2}$  Дж возможен режим повторения с частотой до  $F = 100$  кГц. Для изучения возможности работы источника УФ с высокой частотой  $f \geq 10$  кГц нами было исследовано влияние периода следования импульсов тока на излучающие характеристики скользящего разряда. С помощью двух тиратронных генераторов формировался двойной импульс тока с регулируемым интервалом  $\Delta t = 10 - 100$  мкс. Согласно изложенной модели генерации УФ излучения импульсы не будут влиять друг на друга, если следуют с интервалом большим времени рекомбинации плазмы в искровом канале, которое сравнимо со временем остывания плазмы. Действительно, как видно из рис. 4 (а) двойной импульс тока с интервалом  $\Delta t = 10$  мкс при энерговкладе в отдельную излучающую ячейку  $W = 0,01$  Дж приводил к двойному импульсу тока фотоионизационного разряда в смеси  $N_2: NO$ . В этом случае источник УФ выполнял роль УФ ионизатора для прямой фотоионизации легкоионизируемой присадки NO (потенциал фотоионизации  $U_i = 9,25$  эВ). Таким образом, частота следования импульсов УФ излучения может быть ограничена лишь термостойкостью элементов скользящего разряда и частотными характеристиками коммутирующей аппаратуры. На рис.4 (б) представлен цуг импульсов УФ излучения, следующих с частотой  $f = 25$  кГц.



а.



б.

Рис.4. (а) - оциллограммы сигналов тока излучающего разряда (верхний луч) и фотоионизационного разряда (нижний луч), развертка – 2мкс/дел; (б) –

осциллограммы тока излучающего разряда (верхний луч) и интенсивности УФ,  $\Delta\lambda = 112-365$  нм (нижний луч), развертка – 20 мкс/дел.

В наших экспериментах импульсы УФ излучения оставались стабильными при частоте  $f = 10-25$  кГц ( $C = 2,5-10$  нФ и  $U = 15-20$  кВ), которая ограничивалась предельными частотными характеристиками применяемого тиратрона.

В экспериментах со скользящим разрядом при использовании в качестве коммутаторов высоковольтных разрядников или тиратронов типа ТГИ-1000/25 скорость нарастания тока не превышала величины  $dI/dt \approx 10^9$  А/с при типичных значениях  $U_0 \approx 20$  кВ,  $L \approx 10^{-6}$  Гн. В настоящее время разработаны схемы организации излучающего разряда, которые позволили резко снизить паразитную индуктивность: а) за счет применения модифицированной схемы Аркадьева-Маркса, б) за счет использования схемы двойного разряда, когда вся матрица разрядных промежутков предварительно ионизируется.

Исследована возможность создания проточного источника УФ с управляемым спектральным составом излучения, что оправдано при работе открытого источника в окружающей атмосфере воздуха или в рабочей среде проточного фотохимического реактора. Разрядный промежуток представлял собой цепочку электродов, встроенных на поверхности керамики. В разрядной области обеспечивался равномерный и устойчивый слой рабочего газа (He, Ar, Xe, Kr) благодаря применению керамической подложки с пористой стенкой, через которую осуществлялась продувка нужного газа при избыточном давлении  $P \geq 0,5$  атм. Установлено, что спектр излучения плазмы и электрические пробойные характеристики определялись, в основном, родом вдуваемого газа. Таким образом, подбирая род газа и электрические параметры разрядного контура, можно создать открытый источник плазмы, интенсивно излучающий в заданном участке спектра. Благодаря этому открывается возможность создания коротковолнового источника УФ, излучение которого сконцентрировано в спектральной области, соответствующей окну прозрачности воздуха, кислорода и углекислого газа ( $\lambda = 121 \pm 2$  нм). В этой

части спектра интенсивно излучают возбужденные атомы и ионы азота, а также линия  $L_{\alpha}$  (121,6 нм) водородной плазмы. Исследованы акустические возмущения, вносимые излучающим разрядом в рабочую среду фотохимического реактора. Исследования проведены при работе с линейным источником УФ, имеющим набор искровых промежутков с длиной  $d \approx 1$  мм, расположенных с шагом 1 см. В микрошнур плазмы вкладывалась энергия  $W = 0,01 - 0,1$  Дж за время  $t \approx 400$  нс. С помощью интерферометра Маха-Цандера получены данные о динамике распространения ударной волны в окружающей среде. В качестве источника света был применен лазер на парах меди с длительностью импульса  $t \approx 10$  нс. Амплитуда звуковой волны была незначительной, а время установления оптической однородности было  $t \approx 1$  мс при  $W = 0,1$  Дж и  $t \approx 0,1$  мс при  $W = 0,01$  Дж.

Для исследований спектральных характеристик сильноточного микроразряда был создан специализированный экспериментальный стенд, рис.4. Для исследования временных характеристик излучения разряда использовался вакуумный фотоэлемент ФЭК — 19КПУ с временем отклика порядка 100 псек. Для анализа спектрального состава излучения разряда использовался экспериментальный стенд рис.1. Излучение плазмы из камеры, через  $MgF_2$  окно собиралось на щель вакуумного монохроматора "Mc` Pherson 250" с решетками 600 штр/мм, имеющим  $MgF_2$  покрытие, обеспечивающего разрешение порядка 0.02 нм. Для регистрации светового потока в режиме счета фотонов применялся фотоумножитель ФЭУ—142 с известной спектральной характеристикой. Диапазон регистрации определялся спектром пропускания разделительных окон ( $MgF_2$ ,  $\lambda > 122$  нм) и порогом фотопоглощения кислорода в газовой среде разряда ( $O_2$ ,  $\lambda \approx 180$  нм).

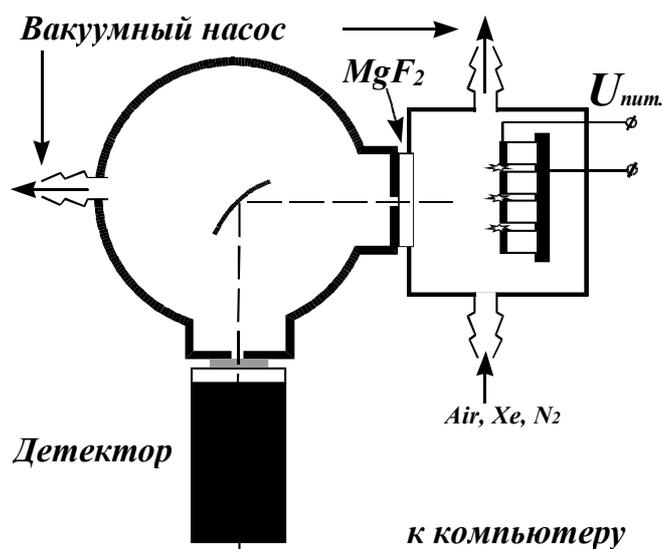


Рис.5. Стенд для исследования спектральных характеристик микроразряда.

Характерные спектры излучения микрошнуров плазмы при работе источника УФ в атмосфере воздуха и азота представлены на рис.6.

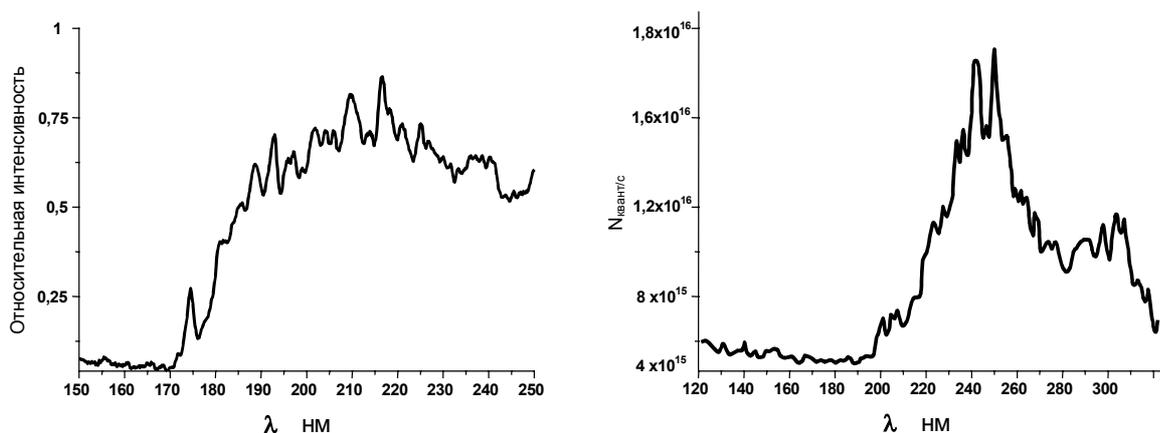


Рис.6. Спектры излучения микрошнуров плазмы при разряде в атмосфере воздуха (а) и азота (б).

На основе экспериментальных результатов были усовершенствованы и созданы опытные образцы источников УФ, рис.7, с длительным ресурсом работы, что важно для промышленного использования. Наиболее уязвимым элементом оказались электроды, которые в процессе работы сильно окислялись под воздействием озона. Отметим, что при работе источника УФ наблюдался интенсивный фотосинтез озона. Использование вольфрамовых и

молибденовых электродов позволило обеспечить стабильный и длительный режим работы источника УФ.



Рис. 7. Внешний вид моделей линейного и кольцевого источников УФ. Потребляемая мощность одной линейки или кольца до 100 Вт при напряжении до 3 кВ. Искровые промежутки организованы с зазором 0,2–0,3 мм и шагом 1 см. Импульсно-периодические разряды с частотой до 1 кГц происходят между шайбами из Мо диаметром 3 мм. Искровые промежутки собраны с конденсаторами К15-5 (3.3 нФ, 3 кВ) по схеме Аркадьева-Маркса.

### **3. Расчетно-теоретический анализ механизмов генерации УФ излучения при возбуждении микрошнуров плазмы в воздухе.**

Начальная стадия пробоя короткого воздушного промежутка подробно описана в [7]. Эта стадия включает развитие лавины от первичного электрона, образование стримера, прорастающего от катода к аноду, формирование обратной волны сильной ионизации. В результате появляется канал относительно хорошо проводящей плазмы с радиусом 0.02 см, определяемым в основном длиной свободного пробега фотонов с энергией выше потенциала ионизации азота. Уменьшение сопротивления плазменного столба приводит к падению напряжения на нем. Рост тока в большей мере начинает ограничиваться индуктивностью внешней цепи разряда,  $I=I_0(t)$ . Падение

напряжения на разрядном промежутке, снижает лавинные процессы ионизации. Скорость ионизации и напряженность электрического поля в разрядном промежутке теперь определяются уровнем, необходимым для восполнения потерь электронов на катоде и в объеме за счет прилипания электронов к атомам кислорода, а также для увеличения плотности электронов до величины, обеспечивающей пропускание возрастающего во времени разрядного тока. В этих условиях средняя энергия электронов плазмы меняется незначительно вплоть до полной ионизации атомов азота и кислорода. Действительно, незначительное увеличение средней энергии ведет к существенному возрастанию скорости ионизации плазмы в силу ее экспоненциальной зависимости от средней энергии, увеличению потерь энергии на ионизацию что в итоге приводит к уменьшению средней энергии электронов плазмы и наоборот.

Для определения плотности электронов плазмы необходимо оценить их дрейфовую скорость:

$$v_{др} = \mu E,$$

где  $E$  - напряженность электрического поля;

$\mu$  - подвижность электронов,  $\mu = 4.5 \cdot 10^5$  E/p,

или  $v_{др} = 4.5 \cdot 10^5$  E/p.

Оценка E/p не представляет особых трудностей в электроотрицательных газах. При пробое коротких воздушных промежутков E/p обычно составляет 60 В/торр\*см. После пробоя электрическое поле падает, но из-за эффекта прилипания оно не может упасть ниже 35 В/торр\*см, т.е. изменяется менее, чем в 1.7 раза. Следовательно, взяв в качестве дрейфовой скорости ее величину при E/p = 50 В/торр\*см мы не ошибемся более чем на 30% ( $v_{др} = 2 \cdot 10^7$  см/сек). Для пропускания тока  $I$  в объеме плазмы должно существовать  $N = I / (e \cdot v_{др})$  электронов на единицу длины пинча.

Вопрос о радиальном распределении электронов более сложен. Покажем вначале, что ионы, а следовательно, благодаря квазинейтральности плазмы и

электроны в радиальном направлении могут двигаться только вместе с нейтральными атомами. Свободный пробег ионов  $\lambda$ , определяется резонансной перезарядкой, сечение которой  $\sigma=3 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. При атмосферном давлении  $\lambda=1/\sigma N = 10^{-5}$  см, что на три порядка меньше радиуса плазменного столба. Учитывая, что при резонансной перезарядке, как впрочем, и при упругом столкновении иона с атомом происходит значительный обмен импульсом, можно сделать выводы об отсутствии значительного взаимного движения ионов и нейтральных атомов, а также о равенстве температур ионов и нейтральных атомов в разряде. Следовательно, на начальной стадии разряда плазму можно считать неподвижной в радиальном направлении. Условие начала радиального движения плазмы мы установим позднее.

В отсутствии движения электронов в радиальном направлении их радиальное распределение в основном определяется радиальной зависимостью скорости ионизации. В начале пробоя  $E/r$  постоянно по радиусу. Плотность плазмы при этом будет сильнее расти на оси пинча, где она максимальна с самого начала. Однако с увеличением плотности вступает в действие конкурирующий механизм, связанный со скинированием электрического поля разряда. Величина параметра  $E/r$  на периферии разряда оказывается выше, чем на оси, скорость ионизации на периферии повышается, что в некоторых условиях может привести даже к перемещению максимума плотности плазмы к периферии разряда [9]. Скинирование электрического поля разряда приводит к некоторому увеличению видимого радиуса разрядного канала, однако, как следует из результатов расчетов [10], это увеличение незначительно вплоть до начала расширения плазменного столба. Однородность распределения температуры и плотности электронов по радиусу в разрядном канале повышается при  $T_e > 3$  эВ, когда становится существенным радиационный перенос энергии.

В дальнейшем мы будем предполагать однородное по радиусу распределение плотности электронов вплоть до границы разряда на радиусе  $r$ , что позволяет нам определить плотность плазмы:

$$n_e = N/\pi r^2 = I/v_{др} e \pi r^2.$$

При токе  $I=1$  кА и радиусе канала разряда  $r=0.02$  см получим  $N=2.5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-1</sup> и  $n_e=2.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Степень ионизации плазмы при этом составляет 0.5%. При большей степени ионизации теряет силу выражение для дрейфовой скорости, поскольку становится необходимым учет электрон-ионных столкновений в плазме. Средняя энергия электронов в плазме воздуха  $\epsilon$  при  $E/p$  50 В/торр·см составляет 2 эВ, давление плазмы  $P=1.5nk\epsilon=1.25 \cdot 10^6 = 1.25$  атм. близко к атмосферному давлению нейтральной компоненты. Давление ионов не учитывается, поскольку их средняя энергия мала. Давление собственного магнитного поля тока, стягивающее плазму к оси разряда, по порядку величины составляет

$$P_h = H^2/8\pi = (0.2I/r)^2/8\pi = 4 \times 10^6 = 4 \text{ атм},$$

следовательно, в этот момент времени будет происходить пинчевание разряда. Однако, экспериментально зафиксировать этот процесс сложно, поскольку скорость пинчевания мала ( $6 \cdot 10^4$  м/сек). Время существования этой стадии также ограничено, поскольку при дальнейшем повышении тока начинается интенсивное отлипание отрицательных ионов. Отсутствие прилипания приводит к значительному падению необходимой для поддержания разряда напряженности электрического поля, уменьшению дрейфовой скорости электронов, увеличению плотности плазмы и, соответственно, к уменьшению отношения давления магнитного поля к суммарному давлению плазмы и нейтрального газа. Действительно, концентрация атомов кислорода и азота, активных при отлипании  $O^-$  и  $O_2^-$  существенно выше концентрации электронов. При скорости отлипания  $k_d=2 \cdot 10^{10}$  см<sup>3</sup>/с [7, с. 153] получим, что характерное время отлипания существенно меньше, чем  $\tau=1/k_d \cdot n_e$ . При  $n_e = 10^{18}$  получим  $\tau=5 \cdot 10^{-9}$  с. Следовательно, концентрация отрицательных ионов в разряде будет близка к равновесной, определяемой формулой [7, с. 143]:

$$n^-/n_e = n_s \frac{g_-}{g_a} \frac{1}{AT^{3/2}} \exp(I_-/kT).$$

При  $T = 2$  эВ,  $n_s = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $I_- = 1.5$  эВ,  $g_- / g_a \approx 1$  получаем  $n_- / n_e = 10^{-2}$ . Равновесной плотностью отрицательных ионов с точностью до фактора 2 можно пренебречь уже при температуре ионов 0.5 эВ. Оказалось, что при скоростях нарастания тока  $10^9 - 10^{10}$  А/с такая температура достигается уже при токе, менее 0.5 кА. В связи с этим в дальнейших расчетах эффекты прилипания не принимались во внимание.

Покажем, что на начальных стадиях развития разряда влиянием теплопроводности можно пренебречь. При электронной температуре порядка 2 эВ экспериментально определенный коэффициент теплопроводности можно аппроксимировать константой  $\lambda_{\text{тепл.}} = 2 \cdot 10^9$  эрг/см·эВ [7, с. 219].

$$\text{Поток тепла } Q = -\lambda_{\text{мен.}} \frac{dT_e}{dr} 2\pi r \approx \lambda_{\text{мен.}} T_e 2\pi r$$

При  $r = 0.02$  см,  $T_e = 2$  эВ, времени разряда  $\tau_p = 10^{-7}$  сек за счет теплопроводности будет перенесена энергия равная  $W = Q \cdot \tau_p = 50$  эрг/см, что в  $1 \cdot 10^4$  раз меньше тепловой энергии плазмы к этому моменту времени  $Q_{pl} = 1.5\pi r^2 n_s k T_e = 6 \cdot 10^5$  эрг/см. Электронной теплопроводностью можно пренебречь даже с учетом возможного роста коэффициента электронной теплопроводности при более высоких температурах  $\lambda(T_e^{2.5})$  и расширения плазменного столба.

Увеличение массы плазменного образования возможно также за счет переноса энергии излучением. Оценим подобным образом энергию излучения:

$$Q_r = t \chi 2\pi r \sigma T_e^4,$$

где  $\chi$  - степень прозрачности излучения. При  $T_e = 2$  эВ атмосферной плотности,  $t = 10^{-7}$  с и  $r = 0.02$  см получим [10]  $\chi = 10^{-1}$  и  $Q_r = 2 \cdot 10^4$  эрг/см, что в 30 раз меньше тепловой энергии. При более высоких температурах величина  $\chi$  остается примерно постоянной, следовательно,  $Q_r$  быстро растет.

И так, приближение постоянной массы плазменного образования справедливо лишь при достаточно низких температурах ( $T_e < 3$  эВ), при более высоких температурах необходим учет увеличения массы плазмы за счет переноса излучения.

### Нуль-мерная модель динамики разряда в плотном газе.

Предположение об однородности плазмы в радиальном направлении позволяет написать достаточно простую систему нелинейных дифференциальных уравнений, описывающую основные характеристики разряда с относительно малым током ( $I < 5$  кА). Решение этой системы в интерактивном режиме на персональных компьютерах типа РС АТ с графическим выводом получаемых результатов и удобным интерфейсом для их просмотра, изменения параметров позволяет проводить оперативную оптимизацию экспериментальных исследований. Перейдем к описанию уравнений этой системы уравнений в предположении линейной зависимости скорости плазмы от радиуса, полной диссоциации кислорода и азота, отсутствии образования отрицательных ионов, пренебрежении увеличением ее массы за счет переноса энергии теплопроводным механизмом и излучением.

Уравнение движения:

$$\frac{3}{2} \pi r^2 n_0 \frac{dv}{dt} = 2\pi r (P_i + P_e - P_o - P_h),$$

$$\text{где } P_e = \frac{3N}{2\pi r^2} kT_e; P_h = \frac{0.04I^2}{8\pi r^2}; P_i = \frac{N_s - N}{2\pi r^2} kT_e$$

$P_o$  - начальное давление воздуха.

При достаточно высоких скоростях нарастания тока ( $dI/dt > 10^9$  А/с) первоначальное сжатие плазмы сменяется быстрым ее расширением с возникновением ударной волны. В этом случае удобно записать уравнение движения границы плазмы в виде:  $v = v_{sh}(P)$ , где  $P$  - давление плазмы,  $P = P_i + P_e - P_h$ , а  $v_{sh}(P)$  - расчетная [10, с.358] зависимость скорости ударной волны от давления. Такой подход позволяет избавиться от сложностей, связанных с точным описанием параметров плазмы непосредственно за ударной волной,

давая в то же время правильное описание скорости расширения плазменного столба.

Уравнения полной энергии и энергии нейтральной плюс ионной компонент с учетом джоулева тепловыделения и потерь энергии на ионизацию имеют вид:

$$\frac{3}{2} \frac{d(NkT_e + (N_s - N)kT_i)}{dt} = -2\pi r(P_e + P_i - P_h) + I^2 / \pi r^2 \sigma_k - (N_s - N_o)(0.25f_0(T_e) + 0.75f_n(T_e)),$$

$$\frac{3}{2} \frac{N_s k dT_i}{dt} = -2\pi r P_i v + \frac{3}{2} Nk(T_e - T_i) / \tau_{ei},$$

где  $f_0(T_e) = \bar{v} C_0 k T_e (I_0 / k T_e + 2) e^{(-I_0 / k T_e)}$ ,

$f_n(T_e) = \bar{v} C_0 k T_e (I_n / k T_e + 2) e^{(-I_n / k T_e)}$  - частоты ионизации кислорода и азота при максвелловском распределении электронов по энергиям [7, с.118],

$\bar{v}$  - средняя тепловая скорость электронов,  $\bar{v} = \sqrt{8kT_e / \pi m}$ ,

$N_s$  - полное число атомов,  $N_s = \pi r^2 n_o$ ,  $n_o = 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,

$N$  - полное число электронов,

$n_e$  - плотность электронов,

$\sigma_k = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_{ei}}$  - проводимость плазмы,

$\nu_{ei}$  - частота электрон-ионных соударений.

Уравнение, описывающее изменение полного числа электронов взято в виде

$$\frac{dN}{dT} = (N_s - N)(0.25f_0(T_e) + 0.75f_n(T_e)) \times (\xi - \xi_p),$$

в котором вместо точного учета рекомбинации стоит множитель  $(\xi - \xi_p)$ , качественно правильно описывающий замедление скорости ионизации при приближении степени ионизации плазмы  $\xi = n_e / n_s$  к ее равной величине  $\xi_p$ . В состоянии термодинамического равновесия плотности электронов и нейтральных атомов связаны соотношением, позволяющим определить  $\xi_p$ :

$$n_e^2 / (n_s - n_e) = A \frac{g_+}{g_a} T^{1.5} \exp(-I / kT)$$

где  $A = 6,06 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1.5}$ , для воздуха предполагалось  $g_+ = g_a = 1$ ,  $I$  - усредненный потенциал ионизации,  $I = 0.25 I_o + 0.75 I_n$ .

Энергия излучения и спектральное распределение в определенных границах длин волн являются важными экспериментально определяемыми параметрами. Количество лучистой энергии в интервале длин волн  $d\lambda$ , выходящей в 1 сек с 1 см<sup>2</sup> поверхности цилиндра в единицу телесного угла нормально к поверхности, равно

$$I_{\lambda}d\lambda = I_{\lambda p}d\lambda(1 - \exp(-\chi_{\lambda}r/2)),$$

где  $I_{\lambda p}$  - соответствующая величина для абсолютно черного тела

$$I_{\lambda p} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/kT_e\lambda) - 1}, [7]$$

а  $\chi'_{\lambda} = \chi_{\lambda}(1 - \exp(-hc/kT_e\lambda))$  - коэффициент поглощения, исправленный на вынужденное испускание. Коэффициенты поглощения на атомах кислорода и азота были взяты в следующей виде:

$$\chi_{\lambda} = \frac{2.56 \times 10^{12} c_i \rho / \rho_0}{T_0^2 x^3} \exp(h\nu/kT_e) \times \begin{matrix} \exp(-158000 / T_0) \text{кислород} \\ \exp(-169000 / T_0) \text{азот} \end{matrix}$$

где  $T_0$  –электронная температура плазмы в <sup>0</sup>К . Коэффициенты поглощения на ионах кислорода и азота были взяты равными соответствующим коэффициентам для кислорода и азота.

Уравнение внешней электрической цепи представлено в упрощенном виде:

$$J(t) = J_0 \sin(\omega t)$$

### **Реализация системы уравнений на ЭВМ.**

Полученная система уравнений достаточно проста, чтобы допустить интерактивный режим работы с результатами ее решения на персональных компьютерах. С этой целью была разработана программа, позволяющая с помощью системы ниспадающих меню в графическом режиме работы компьютера выбирать параметры моделируемого разряда, проводить

вычисления, выбирать для просмотра тот или иной набор графиков. На рис. 8 представлены некоторые результаты расчетов варианта разряда с параметрами  $dI/dt(t=0) = 10^{10}$  A/c,  $r_0 = 0.02$  см,  $I_{max} = 1.5 \cdot 10^3$  kA.

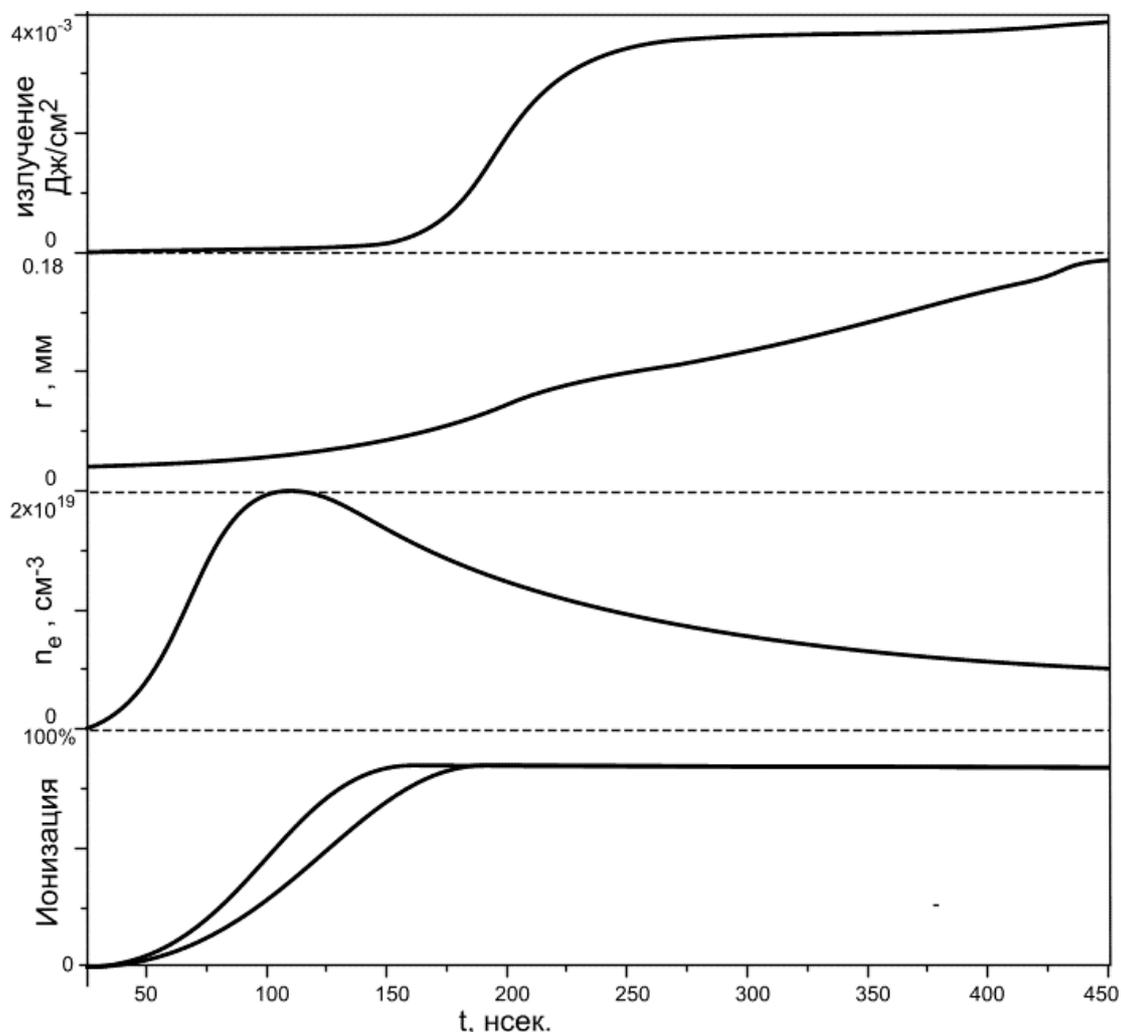


Рис.8. Результаты расчета интенсивности излучения  $I$ , радиуса плазменного канала  $r_0$ , концентрации электронов  $n_e$  и степени ионизации  $\zeta$  от времени разряда  $t$ .

Как следует из представленных данных, на первых 100 нс расширение плазменного столба незначительно, оно сдерживается инерцией. При дальнейшем увеличении плотности плазмы начинается увеличение радиуса канала разряда, скорость которого достигает максимума примерно на 120 нс. Плотность электронов растет за счет ионизации и падает за счет расширения плазменного столба. В результате на 70 нс она достигает максимума с  $n_e = 1.5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Напряженность электрического поля  $E$  достигает своей

максимальной величины 5 кВ/см на 50 нс. Следует однако отметить, что пренебрежение прилипанием электронов с образованием отрицательных ионов не справедливо на этой стадии. При аккуратном учете прилипания, что предполагается сделать в дальнейшем, напряженность электрического поля при  $t < 50$  нс падало бы от 35 кВ/см, характерной для разряда, контролируемого прилипанием, до 5 кВ/см. Дальнейшее, при  $t > 50$  нс, падение электрического поля связано с быстрым расширением канала разряда и уменьшением его сопротивления, более чем компенсирующим эффект увеличения тока, а, следовательно, и напряженности электрического поля в разряде.

Электронная температура в разряде на начальной стадии почти константа, определяемая в основном необходимостью поддержания определенной скорости ионизации в разряде. Начало ее подъема связано с полной первой ионизацией атомов кислорода и азота. Медленное ее падение при  $t > 170$  нс связано с расширением канала разряда. Температура ионов и нейтралов достигает половины электронной на 50 нс, с этого момента времени эффектами прилипания можно пренебречь. После 70 нс температуры ионов и электронов практически выравниваются.

На последнем графике показана интегральная по времени энергия излучения плазменного канала в диапазоне длин волн мягкого ультрафиолетового излучения (150 - 400 нм). Излучение начинается примерно на 110 нс, когда температура плазмы поднимается до 2.5 эВ. Мощность излучения достигает максимума на 160 нс и затем медленно спадает. К 300 нс энергия излучения достигает  $1.5 \cdot 10^5$  эрг, что всего лишь в 4 раз меньше тепловой энергии плазмы в это время.

#### 4. Заключение.

Исследованы физические процессы в открытых источниках УФ излучения на основе многозазорного разряда, а также предложены и экспериментально изучены различные способы организации такого разряда для работы в газовой среде фотоионизационных лазеров, фотохимических реакторов или в окружающей атмосфере воздуха.

При плотности расположения искровых промежутков на излучающей поверхности порядка  $1 \text{ см}^{-2}$  и умеренных энергозатратах в отдельный микрошнур плазмы  $W = 0,01-1 \text{ Дж}$  интенсивные вспышки коротковолнового УФ излучения ( $\lambda < 120 \text{ нм}$ ,  $E_{\text{ф}} > 10 \text{ эВ}$  при использовании азота и инертных газов атмосферного давления) получены за счет уменьшения искровых зазоров до величины  $b < 1 \text{ мм}$ , оптимизации числа зазоров  $n > 20$  и согласования RCL-контура, а также за счет быстрого подвода энергии к плазме микрошнуров с производной тока  $dI/dt > 10^9 \text{ А/с}$ . При этих условиях зарегистрирован самосжимающийся разряд типа Z-пинча и эффективный нагрев квазиравновесных микрошнуров плазмы с радиусом  $r \approx 0,2 \text{ мм}$  за время удержания плазмы в течение  $t \approx 200 \text{ нс}$ . Генерация коротковолнового УФ излучения продолжалась в течение  $1 \text{ мкс}$  и прекращалась при последующем разлете плазмы. Эффективность генерации УФ не снижалась при переходе от скользящего разряда к режиму свободных искр, оторванных от поверхности. В последнем случае возможен длительный режим повторения стабильных импульсов УФ излучения.

## 5. Литература.

1. Эксимерные лазеры. Под ред. Ч.Роудза. Москва "Мир", 1981.
2. Рабек Я. "Экспериментальные методы в фотохимии и фотофизике". Москва "Мир", 1985.
3. Элиассон Б., Г. Эсром Г., У. Когельшатц У. ."Новые УФ-излучатели для промышленных применений". Обзор АББ, № 3, 1991, стр. 21-28.; Kogelschatz U. et. al. "Dielectric-Barrier Discharges. Principle and Applications". ICPIG XXIII, July 17 – 22, 1997, Toulouse, France).
4. Richardson M.C., Leopold K. Multiple arc radiation preionizer for gas laser. US Patent No 4041414, Aug. 9, 1977.
5. А.с. 1537113 (СССР). Плазменный широкоапертурный источник ионизирующего излучения. /В.Ю. Гусев, А.Э. Кудаев, В.Б. Саенко, А.А. Ястребов - приоритет от 22.01.88 г., заявка № 4366511. Официальный бюллетень Российского агентства по патентам и товарным знакам "Изобретения Полезные модели", М., ФИПС, № 36 , 2001, с.254.
6. Абросимов Г.С., Польский М.М., Саенко В.Б. Использование лазерной среды для фотографирования поверхности, закрытой слоем плазмы. - Квантовая электроника, 1988, т.15, N3, с.640-641.
7. Ю.П. Райзер Физика газового разряда. Москва, "Наука", 1987;
8. Я.Б. Зельдович и Ю.П. Райзер Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Москва, "Физматгиз", 1963;
9. В.В. Вихрев и С.И. Брагинский Динамика Z-пинча. В сб. Вопросы теории плазмы под ред. М.А. Леонтовича, Москва, Атомиздат, 1980;
10. И.П. Федотов. Режимы переноса энергии в сильноточном импульсном разряде в плотном газе. Диссертация на соискание ученой степени к.ф.м.н., Москва, 1989.

**Станислав Георгиевич Дамбраускас  
Владимир Витальевич Иванов  
Александр Турсунович Рахимов  
Владимир Борисович Саенко**

**ГЕНРАЦИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ  
МИКРОШНУРОВ ПЛАЗМЫ В ГАЗАХ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ.**

Препринт НИИЯФ МГУ –2003 –15/728

Работа поступила в ОНТИ 18. 07. 2003 г.

ИД № 00545 от 06.12.1999

**Издательство  
Учебно-научного центра довузовского образования**

117246, Москва, ул.Обручева, 55А  
119992, Москва, Ленинские горы, ГЗ МГУ, Ж-105а  
Тел./факс. (095) 718-6966, 718-7785  
e-mail:izdat@abiturcenter.ru  
<http://www.abiturcenter.ru>

Гигиенический сертификат № 77.99.2.925.П.91.39.2.00 от 24.02.2000  
Налоговые льготы – Общероссийский классификатор продукции  
ОК-005-93, том 1 - 953000

Заказное. Подписано к печати 22.07. 2002г. Формат 60x90/16  
Бумага офсетная № 2.Усл. печ. л 1,5  
Тираж 50 экз. Заказ № 396

Отпечатано в Мини-типографии УНЦДО  
<http://abiturcenter.ru/print>

в полном соответствии с качеством  
предоставленного оригинала-макета

