

Генерация из области столкновения волн ионизации, формируемых за счет концентрации электрического поля на электродах с малым радиусом кривизны

В.Ф.Тарасенко, А.Е.Тельминов, А.Г.Бураченко, Д.В.Рыбка, Е.Х.Бакшт, М.И.Ломаев, А.Н.Панченко, П.О.Вильтовский

В неоднородном электрическом поле, создаваемом электродами с различными профилями, экспериментально исследованы характеристики УФ генерации в азоте, а также диффузного разряда, формируемого без источника дополнительной ионизации. На электроды в виде лезвий и цилиндров подавались наносекундные импульсы высокого напряжения. Установлено, что пробой промежутка при повышенных давлениях осуществляется диффузными струями, которые распространяются от электродов с малым радиусом кривизны. Показано, что при пересечении встречных струй происходит усиление электрического поля и при малых средних электрических полях (менее $60 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$), давлении азота 760 Тор и более достигается порог генерации для молекул азота на полосе $S^3P_u - V^3P_g$ ($\lambda = 337.1 \text{ нм}$). Получено, что при уменьшении давления от 760 до 20 Тор напряжение пробоя промежутка в неоднородном электрическом поле при длительности фронта импульса напряжения $\sim 300 \text{ пс}$ увеличивается, а при длительности фронта импульса $\sim 2 \text{ нс}$ уменьшается.

Ключевые слова: диффузный разряд, неоднородное электрическое поле, повышенные давления, накачка поперечным разрядом, УФ генерация в азоте.

1. Введение

Для накачки большинства импульсных газовых лазеров повышенного давления используют продольный или поперечный тлеющий разряд (нормальный и аномальный) [1–4]. Для ряда лазеров, в которых для возбуждения верхнего лазерного уровня необходимы высокие температуры электронов, используют стадию пробоя, при которой напряжение на разрядном промежутке уменьшается в несколько раз за доли-единицы наносекунд [2]. Высокие напряжения электрического поля на разрядном промежутке в этих условиях достигаются за счет применения импульсов напряжения с крутым фронтом. Объемный (диффузный) разряд при повышенных давлениях формируется за счет предьонизации промежутка от дополнительного источника, что обеспечивает перекрытие головок электронных лавин [5]. Применение профилированных электродов позволяет уменьшить концентрацию начальных электронов и расширить диапазон условий формирования импульсного диффузного разряда [1–3]. Особо следует отметить лазеры, в которых используется объемный разряд при давлении 1 атм и выше, инициируемый или стабилизированный электронным пучком [2, 3]. За счет потока высокоэнергетических электронов, формируемых в вакуумных диодах, осуществляется эффективная предьонизация промежутка, и рабочее давление лазерной смеси может достигать нескольких десятков атмосфер.

Применение электродов с малым радиусом кривизны позволяет реализовать режим формирования диффузно-

го разряда, при котором предьонизация промежутка осуществляется убегающими электронами, генерируемыми в том же разрядном промежутке. В таких условиях пробой промежутка происходит при формировании волны ионизации, которая движется от электрода с малым радиусом кривизны (см. работу [6] и ссылки в ней). Данный режим формирования диффузного разряда при повышенных давлениях, по-видимому, был впервые реализован в начале прошлого столетия при изучении развития лавин и стримеров. Для его реализации необходимы импульсы напряжения с наносекундным фронтом (см., напр., [7]). Однако в первых работах ни убегающие электроны, ни рентгеновское излучение из разрядной области не регистрировались. О формировании диффузного разряда при регистрации рентгеновского излучения из разрядного промежутка в гелии и воздухе атмосферного давления впервые сообщалось в работах [8] и [9] соответственно. Условия генерации сверхкороткого лавинного электронного пучка (СЛЭП) с наибольшими амплитудами в воздухе атмосферного давления и других газах подробно описаны в обзорах [10, 11]. Отметим, что о применении рентгеновского излучения, которое формировалось за счет убегающих электронов в дополнительном промежутке, для предьонизации в широкоапертурных лазерах сообщалось в [12, 13]. Также отметим, что при возбуждении азота повышенного давления одним пучком электронов за счет возбуждения нижнего лазерного уровня плазменными электронами порог генерации для молекул азота на полосе $S^3P_u - V^3P_g$ не достигается [14].

О получении лазерной генерации при формировании разряда при давлении более 1 атм за счет убегающих электронов, генерируемых в том же промежутке, сообщалось в работах [15, 16]. Лазерное излучение было получено на ИК переходах в ксеноне [15] и на $\lambda = 337.1 \text{ нм}$ в азоте [16]. Причем генерация в смеси $N_2:SF_6 = 10:1$ регистрировалась при высоком давлении (до 2.5 атм). В работах

В.Ф.Тарасенко, А.Е.Тельминов, А.Г.Бураченко, Д.В.Рыбка, Е.Х.Бакшт, М.И.Ломаев, А.Н.Панченко, П.О.Вильтовский. Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 2/3; e-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 1 сентября 2011 г.

[15, 16] накачка осуществлялась поперечным разрядом, и волны ионизации распространялись перпендикулярно оси резонатора. В ряде работ (см., напр., [17]) изучался пробой в длинных трубках за счет волны ионизации, но для получения генерации в азоте использовался продольный разряд при сравнительно низких давлениях. В недавней работе [18] генерация в азоте была получена из области, где встречались диффузные струи (волны ионизации), которые двигались от противоположных электродов. Однако подробные исследования этого режима накачки не проводились.

Цель настоящей работы – изучение условий УФ генерации в азоте при повышенном давлении, накачке поперечным разрядом и пробое промежутка волнами ионизации. В этой работе продолжены исследования, начатые в [18].

Для выявления областей разрядного промежутка с усиленным электрическим полем, использовалось лазерное излучение на второй положительной системе азота с $\lambda = 337.1$ нм. Эффективная генерация на этой длине волны возможна только при высоких значениях параметра E/p , где E – напряженность электрического поля, p – давление азота [19]. Высокие значения E/p (свыше $100 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1} \times \text{Тор}^{-1}$) достигаются при повышенных давлениях (правая ветвь кривой Пашена) только при коротком фронте импульса напряжения (обычно десятки наносекунд). В этих условиях амплитуда напряжения достигает максимума, а затем при пробое промежутка E/p быстро (за доли-единицы наносекунд) уменьшается за счет лавинного размножения электронов. В квазистационарной стадии объемного (диффузного) разряда в чистом азоте, которая наступает после быстрого спада напряжения на промежутке, значение параметра E/p сравнительно мало ($\sim 40 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1} \times \text{Тор}^{-1}$) и генерация на переходе $\text{C}^3\text{П}_u - \text{V}^3\text{П}_g$ прекращается. Если пробой промежутка наступает при низких значениях E/p (менее $80 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$) порог генерации в азоте обычно не достигается даже в стадии быстрого спада напряжения. В работе [20] при низких давлениях ксенона и субмикросекундном временном разрешении усиление электрического поля при движении волны ионизации в промежутке было зарегистрировано с помощью эффекта Штарка. Эксперименты по прямому измерению электрических полей в [20] проводились с использованием двух лазеров с разными длинами волн и ICCD-камеры.

2. Экспериментальная установка и методика измерений

Генерация исследовалась при накачке от генератора наносекундных импульсов РАДАН-220 (установка 1) с волновым сопротивлением высоковольтной линии 20 Ом. Амплитуда импульса напряжения на высокоомной нагрузке составляла ~ 220 кВ. Длительность импульса напряжения на полувысоте при согласованной нагрузке была равна примерно 2 нс, а длительность фронта импульса напряжения в передающей линии – 0.5 нс. При подключении разрядной камеры длительность фронта импульса напряжения увеличивалась до 2 нс, а также увеличивалась его длительность на полувысоте. Длительность импульса тока разряда зависела от давления и сорта газа и при низких давлениях могла достигать в колебательном режиме нескольких сотен наносекунд. Конструкция разрядной камеры приведена на рис.1. В данных экспериментах использовался промежуток с расстоянием между

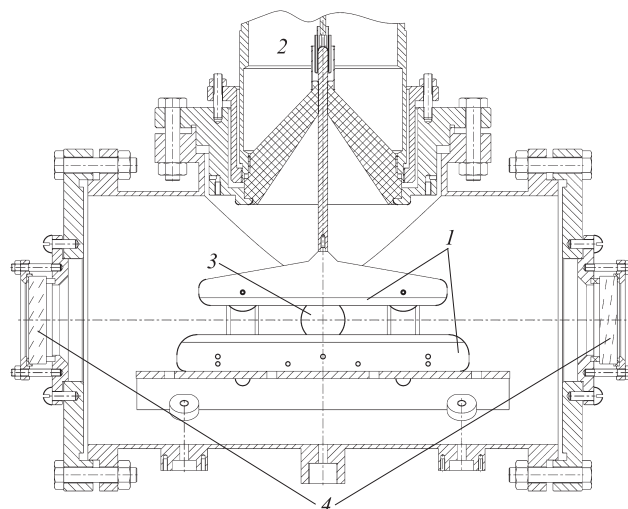


Рис.1. Конструкция разрядной камеры на установке 1: 1 – электроды; 2 – выходная часть генератора РАДАН-220; 3 – боковое окно; 4 – зеркала резонатора.

катодом и анодом 12 или 20 мм. Оба электрода были выполнены в виде лезвий с закругленными краями или один электрод был в виде лезвия, а второй – цилиндрический с радиусом кривизны ~ 6 мм. Длина разрядной области составляла 20 см, это позволяло получать УФ генерацию в азоте, а также лазерное излучение в других газах. В случае одного цилиндрического электрода и второго в виде лезвия эксперименты проводились при различных полярностях импульса напряжения. Камера откачивалась диффузионным насосом и могла заполняться различными газами. На торцевых стенках разрядной камеры устанавливались зеркала резонатора. Дополнительное окно для фотографирования разряда располагалось на боковой стенке камеры.

Амплитудно-временные характеристики УФ лазерного излучения регистрировались фотодиодом ФЭК-22СПУ. Область промежутка, из которой выходило лазерное излучение, определялась по люминесценции экрана, установленного на выходном зеркале. Свечение разряда и люминесцентного экрана фотографировалось цифровым фотоаппаратом Sony A100. Спектр излучения лазера регистрировался при помощи спектрометра StellarNet EPP2000-C25 с разрешением 0.75 нм. Для работы фотодиода и спектрометра в линейном режиме излучение на входе ослаблялось последовательностью металлических сеток. В экспериментах также регистрировались ток разряда и напряжение на электродах лазера с помощью омических делителя напряжения и шунта. Для регистрации электрических сигналов применялся осциллограф TDS-3054B (0.5 ГГц, 5 выборок за 1 нс).

Кроме того, характеристики разряда и ток пучка убегающих электронов (сверхкороткий лавинный электронный пучок) исследовались на второй установке с малым возбуждаемым объемом, на который подавались импульсы напряжения от генератора СЛЭП-150 [10]. Генератор СЛЭП-150 (без передающей линии) формировал на высокоомной нагрузке импульсы напряжения амплитудой 140–170 кВ. Амплитуда падающей волны напряжения в передающей линии составляла 130–150 кВ. Фронт импульса при этом был равен ~ 300 пс на уровне 0.1–0.9, а длительность импульса напряжения на полувысоте в случае согласованной нагрузки составляла ~ 1 нс. Использо-

зование передающей линии в генераторе СЛЭП-150 позволило регистрировать падающую и отраженную волны напряжения и восстановить напряжение на промежутке во время генерации пучка убегающих электронов [10, 11]. Расстояние между плоским анодом и катодом было равно 12 мм. Катодом служила трубка диаметром ~ 6 мм из стальной фольги толщиной 100 мкм. На установке 2 можно было регистрировать ток разряда, ток СЛЭП и напряжение осциллографом ДРО70604 (6 ГГц, 25 выборок за 1 нс) с временным разрешением до 100 пс. Однако из-за малой активной длины (~ 10 мм) порог генерации на этой установке не был достигнут.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Характеристики разряда и излучения исследовались в азоте, воздухе, неоне и смеси неона с водородом. Давление в промежутке изменялось от 1 до 3000 Тор. Во всех газах в широком диапазоне давлений формировался диффузный разряд, состоящий из струй, которые при низких давлениях перекрывались. Генерация была получена на $\lambda = 337.1$ нм в азоте и воздухе и на $\lambda = 585.3$ нм в смеси неона с водородом. За счет увеличения активной длины в чистом азоте получена более высокая мощность генерации по сравнению с мощностью генерации в эксперименте с тем же генератором, описанном в работе [16]. В смеси неона с водородом из-за колебательного режима разряда, что является неоптимальным для пеннинговского плазменного лазера на неоне [2], работающего в режиме послесвечения, мощность генерации была мала и поэтому подробно не исследовалась.

Установка 2 применялась для регистрации импульсов напряжения и тока разряда, а также тока пучка убегающих электронов с субнаносекундным временным разрешением. На рис.2 приведены осциллограммы импульсов тока разряда, тока СЛЭП и напряжения на промежутке для давления воздуха 760 Тор. Измерения тока разряда проводились только в воздухе, поскольку применение шунта с высоким временным разрешением не позволяло откачивать разрядную камеру. Осциллограммы СЛЭП регистрировались за анодом из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм. Все осциллограммы синхронизированы во времени. Генерация СЛЭП приводит к формированию диффузного разряда при повышенных давлениях и спаду напряжения на промежутке. Величина напряжения про-

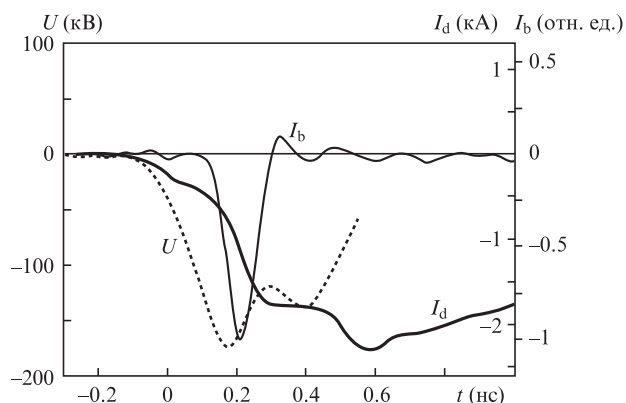


Рис.2. Осциллограммы напряжения на разрядном промежутке (U), тока разряда (I_d) и тока пучка убегающих электронов (I_b) (установка 2).

боя промежутка зависит от длительности фронта импульса напряжения. Величина напряжения в квазистационарной стадии разряда зависит при прочих равных условиях от давления и сорта газа. Как известно [2], напряжение в квазистационарной стадии в чистом азоте составляет $\sim 40 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$. На рис.2 из-за искажений, вносимых отраженными импульсами, показано только начало этой стадии. На осциллограммах импульса напряжения, как и при формировании импульсного объемного разряда с предыонизацией от дополнительного источника, можно выделить три основные стадии: фронт импульса, стадия быстрого спада напряжения и квазистационарная стадия, длительность которой в данных условиях примерно соответствует длительности импульса генератора. Первые две стадии импульса напряжения показаны на рис.2 при субнаносекундном временном разрешении системы регистрации. Осциллограммы с квазистационарной стадией разряда в азоте можно найти во многих работах (см., напр., [2, 19]). Как было показано в этих работах (см. также ссылки в них), эффективное возбуждение верхнего лазерного уровня перехода $\text{C}^3\text{P}_u - \text{V}^3\text{P}_g$ при УФ генерации в азоте происходит только в стадии быстрого спада напряжения на промежутке.

Процесс генерации и разрядные характеристики исследовались на установке 1. При использовании двух ножевых электродов диффузные струи начинались с обоих электродов и перекрывались примерно на расстоянии $1/3$ от анода. В случае одного ножевого и одного цилиндрического электродов диффузные струи зарождались у электрода с малым радиусом кривизны и двигались к цилиндрическому электроду, достигая его за $1-3$ нс. При увеличении давления азота в разрядной камере диаметр диффузных струй уменьшался. Напряжение пробоя промежутка зависело от сорта и давления газа, а также от длительности фронта импульса напряжения. В азоте при увеличении давления от 150 Тор до 2 атм напряжение на разрядном промежутке длиной 2 см увеличивалось примерно от 65 до 170 кВ. Зависимость напряжения пробоя промежутка от давления для зазора 1.2 см приведена на рис.3,а. Уменьшение межэлектродного зазора, как и следовало ожидать, привело к уменьшению пробойного напряжения. Было обнаружено, что зависимости напряжения пробоя промежутка от давления, полученные на установках 1 и 2, существенно отличаются. При субнаносекундной длительности фронта импульса на установке 2 пробойное напряжение при уменьшении давления увеличивалось (рис.3,б), а на установке 1 при наносекундной длительности фронта оно уменьшалось (рис.3,а).

При увеличении длительности фронта импульса напряжения диаметр диффузных струй уменьшался, и с электродов начинали прорастать искровые лидеры, длина которых в данных условиях достигала нескольких миллиметров. Однородность разряда в воздухе была хуже, чем в азоте. При этом в одинаковых условиях эксперимента диффузные струи в воздухе имели меньший диаметр, а искровые лидеры начинали прорастать при более низких давлениях. В неоне и водороде, а также в их смесях однородность разряда была выше по сравнению с разрядом в воздухе и азоте.

Основной результат данной работы иллюстрирует рис.4. При малых давлениях азота на установке 1 с двумя ножевыми электродами, несмотря на уменьшение напряжения пробоя промежутка, были достигнуты наибольшие значения параметра E/p . Так, при давлении азота

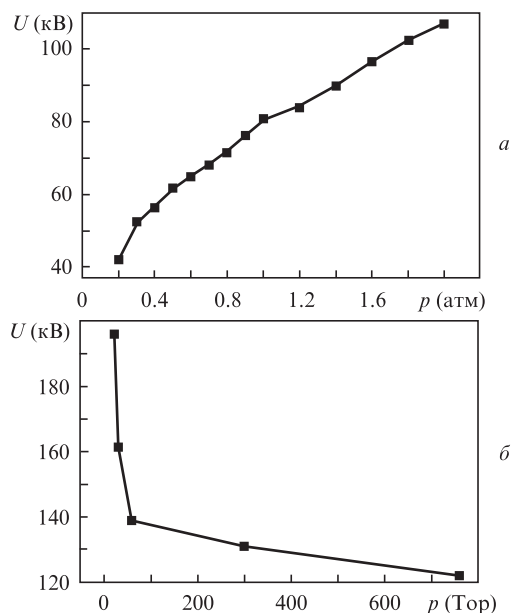


Рис.3. Зависимости амплитуды напряжения на разрядном промежутке от давления газа, полученные на установке 1 (а) и установке 2 (б). Расстояние между электродами – 12 мм.

150 Тор среднее значение параметра E/p составило $\sim 210 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Тор}^{-1}$. Для определения E/p из осциллограмм максимальное значение напряжения на промежутке делилось на величину зазора и на давление газа. Как видно из рис.4,а, наибольшая плотность мощности лазерного излучения при низком давлении зарегистрирована из приэлектродных областей, где электрическое поле и плотность тока разряда усиливаются за счет ножевой формы электродов. При этом генерация наблюдается и из области, которая примыкает к боковой поверхности анода. В центральной части промежутка (ближе к аноду) плотность мощности лазерного излучения уменьшается, что можно объяснить как уменьшением в центральной части промежутка параметра E/p , так и его увеличением выше оптимального значения. С увеличением давления азота «автограф» лазерного излучения существенно изменяется (рис.4,б). В середине промежутка (ближе к аноду) при неизменной юстировке резонатора появляется третье пятно генерации. При давлении азота 2 атм среднее значение параметра E/p при максимальном напряжении на промежутке составляет всего около $55 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Тор}^{-1}$. При таком значении параметра E/p порог генерации в азоте не должен достигаться. У ножевых электродов электрическое поле превышает среднее и, как видно из рис.4,б, генерация имеет место. Порог генерации в этих областях при низких средних значениях параметра E/p достигается за счет усиления электрического поля у обоих электродов. Кроме того, у электродов плотности тока разряда максимальны, что увеличивает мощность накачки и способствует достижению порога генерации. Появление третьего лазерного пучка в разрядном промежутке можно объяснить только усилением электрического поля в этой области. Для получения эффективной генерации, как уже отмечалось, необходимо чтобы E/p было не менее $100 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{Тор}^{-1}$. Следовательно, при развитии пробоя промежутка имеется фаза, в которой наблюдается значительное увеличение электрического поля в промежутке.

Как следует из эксперимента (рис.4), область повышенного электрического поля, фиксируемая по возник-

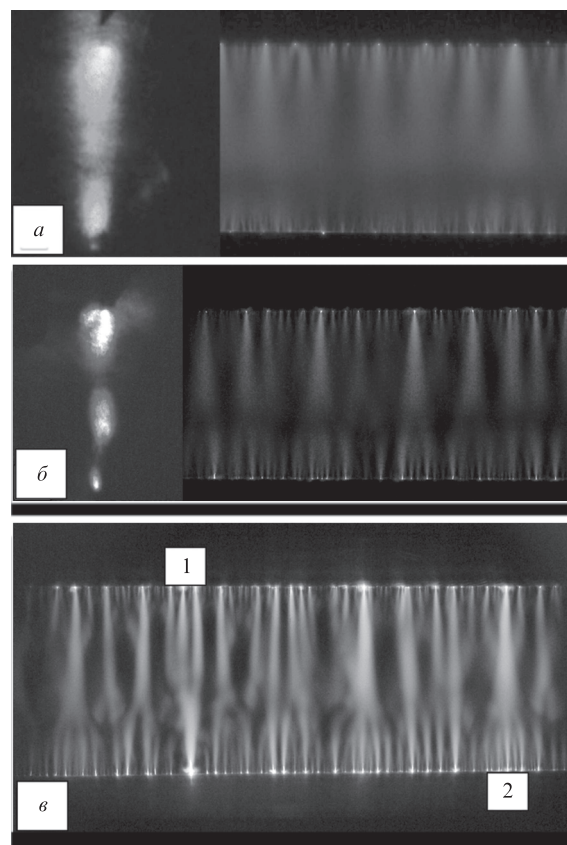


Рис.4. Фотографии свечения разряда и генерации (слева на снимках а и б) при давлении азота 0.2 (а) и 2 атм (б, в) и максимальном напряжении на промежутке 65 (а) и 170 кВ (б, в). Межэлектродный зазор – 2 см. Фотография (в) получена при увеличенной чувствительности фотоаппарата (установка 1).

новению УФ генерации в азоте, появляется в промежутке перед фронтами волн ионизации (диффузными струями), причем при движении волн навстречу друг другу наибольшее усиление электрического поля при повышенном давлении азота должно происходить в той части промежутка, где эти волны встречаются. На распределении плотности мощности лазерного излучения и интенсивности свечения промежутка видно, что генерация идет из части промежутка, которая светится более слабо (рис.4,б). На рис.4,в приведена фотография разряда, полученная в тех же условиях при большей чувствительности фотоаппарата. Из этой фотографии следует, что в области генерации происходит перемешивание диффузных струй, которые развиваются навстречу друг другу от катода и анода. Картина «слияния» диффузных струй различна по длине электродов. Так, при перемешивании трех струй, направленных к аноду, с одной, направленной к катоду (область 1 на рис.4,в), яркость излучения последней усиливается, и на аноде видно более яркое пятно. Подобная картина наблюдается в другом месте промежутка (область 2), но при этом несколько направленных к катоду струй замыкаются на одну, направленную к аноду. Кроме того, наблюдается пересечение встречных струй под углом к их направлению движения. При уменьшении межэлектродного зазора до 12 мм характер разряда при вариации давления не изменяется, темная полоса примерно на одной трети расстояния от анода сохраняется, и из этой области при повышенных давлениях азота регистрируется третий лазерный пучок. На рис.5 приведена временная

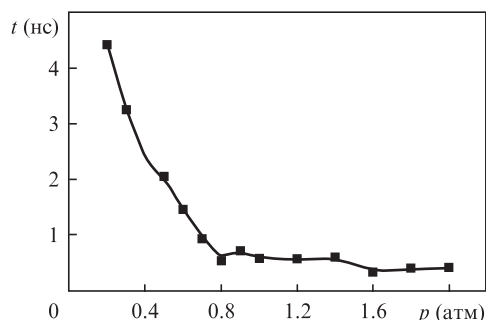


Рис.5. Зависимость от давления задержки между максимумом тока разряда и началом генерации в чистом азоте при расстоянии между электродами 12 мм (установка 1).

зависимость от давления азота задержки между моментом достижения током разряда максимума и началом генерации. Задержка момента возникновения генерации уменьшается с ростом давления, а при давлениях 1–2 атм практически не изменяется.

Временные характеристики лазерного излучения также подтверждают увеличение электрического поля в промежутке при движении волн ионизации. На рис.6,*a* показаны импульсы генерации из приэлектродных областей и центральной части промежутка при расстоянии между электродами 12 мм и давлении азота 2 атм. Вначале генерация возникает у потенциального катода, затем с задержкой ~ 0.2 нс у анода. Как уже отмечалось, электрическое поле в этих областях перед началом ионизационных процессов в промежутке максимальное. Затем, с задержкой ~ 1 нс, генерация возникает в центральной части промежутка (осциллограмма 3 на рис.6,*a*). При уменьшении давления азота от 2 до 1 атм мощность генерации возрастает (рис.6,*б*), в то время как задержка между максимумом тока разряда и началом генерации в чистом азоте остается практически неизменной (рис.5). При давлении ниже 0.8 атм режим генерации начинает изменяться (рис.6,*в*). Задержка момента появления импульса генерации увеличивается (рис.5), а излучение более равномерно распределяется по всему разрядному промежутку. Максимальные мощности излучения получены при давлении 0.4 атм и импульсе излучения, состоящем из одного пика. При давлении менее 1 атм скорость волны ионизации увеличивается [17], и пробой всего промежутка происходит за более короткое время. Увеличение времени запаздывания генерации при уменьшении давления можно объяснить уменьшением числа молекул азота в состоянии S^3P_u . Как отмечалось выше, при уменьшении давления азота на установке 1 напряжение пробоя промежутка уменьшается.

На рис.7 приведены автографы лазерного пучка при замене нижнего электрода на электрод цилиндрической формы. При отрицательной полярности ножевого электрода генерация при больших и малых давлениях регистрировалась только у этого электрода. В области средних давлений (200–400 Тор) генерация занимала большую часть промежутка. При положительной полярности ножевого электрода мощность генерации существенно уменьшалась и лазерный пучок регистрировался только у ножевого электрода. Отсутствие усиления мощности генерации у цилиндрического электрода с увеличением давления при замыкании промежутка однонаправленными волнами ионизации можно объяснить расширением области разряда у этого электрода и движением только

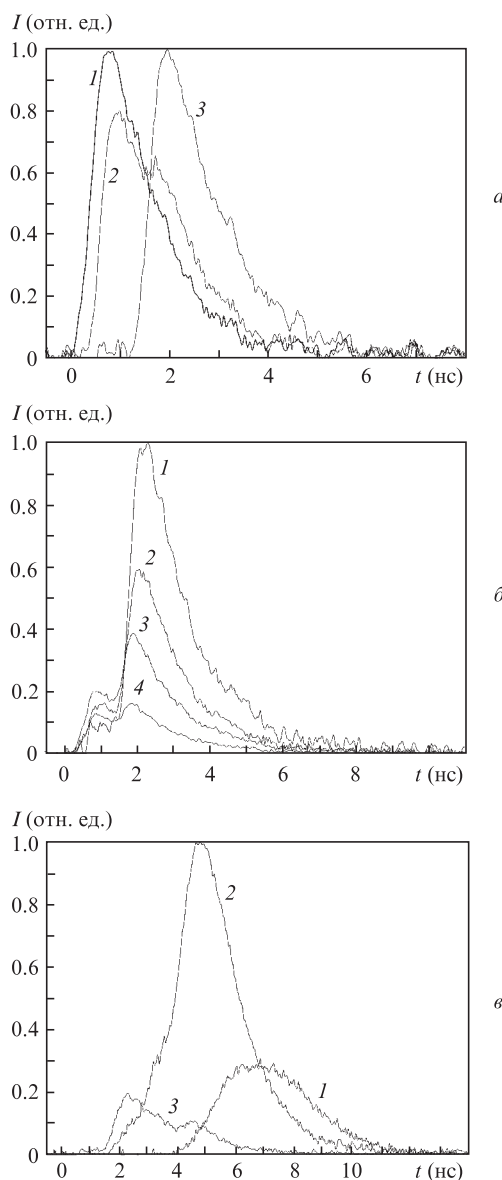


Рис.6. Осциллограммы импульсов генерации, полученные на установке 1, из различных областей промежутка (1 – у верхнего электрода, 2 – у нижнего, 3 – в центральной области) при давлении азота 2 атм (*a*), осциллограммы импульсов генерации из всего промежутка при давлениях 1 (1), 1.2 (2), 1.6 (3), 2 атм (4) (*б*) и осциллограммы импульсов генерации из всего промежутка при давлениях 0.2 (1), 0.4 (2), 0.8 атм (3) (*в*).

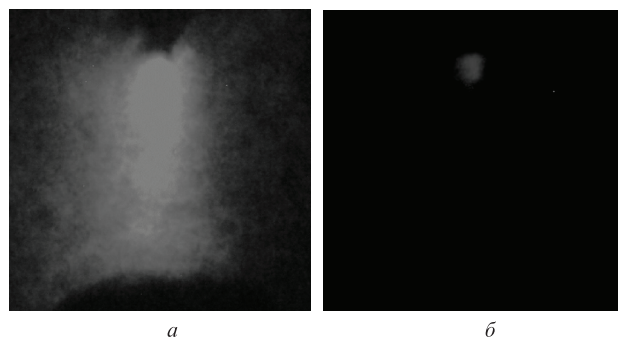


Рис.7. Фотография люминесценции белой бумаги под действием УФ лазерного излучения. Давление азота $p = 0.3$ атм, полярность ножевого электрода, расположенного сверху, отрицательная (*a*) и положительная (*б*) (установка 1).

одной волны ионизации. В случае двух ножевых электродов при встречном движении волн ионизации в их фронтах преобладают частицы с разными зарядами, соответственно, наблюдается большее усиление электрического поля.

4. Заключение

Проведенные исследования показали, что в области промежутка, где при повышенных давлениях азота встречаются диффузные струи (фронты волн ионизации), возникает УФ генерация на переходе $C^3P_u - B^3P_g$ при среднем значении параметра $E/p < 60 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{Тор}^{-1}$. Получено, что запаздывание импульса генерации из центральной области промежутка примерно на 1 нс больше, чем запаздывание импульса генерации в этих условиях из приэлектродных областей. Данное явление обусловлено усилением электрического поля на фронтах волн ионизации, причем использование двух электродов с малым радиусом кривизны дает большее усиление электрического поля, чем использование одного электрода с малым радиусом кривизны. Формирование диффузного разряда при повышенных давлениях газов обусловлено генерацией убегающих электронов, как у катода, так и в промежутке. Режим накачки с усилением электрического поля между встречными волнами ионизации может быть использован для получения генерации в различных газах. Наиболее подходят для данного режима переходы с малым временем жизни верхнего лазерного уровня и высокой энергией возбуждения.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 02.740.11.0562).

1. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. *Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов* (М.: Энергоатомиздат, 1988).
2. Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F. *Pulsed Gas Lasers* (Washington: SPIE Press, 1995).
3. Endo I., Walter R.F. *Gas lasers* (New York: CRC Press, Taylor and Francis Group, 2007).
4. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2009).
5. Palmer A.I. *Appl. Phys. Lett.*, **25** (3), 138 (1974).
6. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Бойченко А.М. и др. *Труды ИОФАН*, **63**, 148 (2007).
7. Петер Г. *Электронные лавины и пробой в газах* (М.: Энергоатомиздат, 1988).
8. Noggle R.C., Krider E.P., Wayland J.R. *J. Appl. Phys.*, **39** (10), 4746 (1968).
9. Тарасова Л.В., Худякова Л.Н. *ЖТФ*, **39** (8), 1530 (1969).
10. Tarasenko V.F., Baksh E.K., Burachenko A.G., Kostyrya I.D., Lomaev M.I., Rybka D.V. *Plasma Devices and Operation*, **16** (4), 267 (2008).
11. Тарасенко В.Ф. *Физика плазмы*, **37** (5), 444 (2011).
12. Павловский А.И., Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И., Репин П.Б. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **54** (10) 2036 (1990).
13. Буранов С.Н., Горохов В.В., Карелин В.И., Павловский А.И., Репин П.Б. *Квантовая электроника*, **18** (7), 891 (1991).
14. Держиев В.И., Лосев В.Ф., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *Оптика и спектроскопия*, **60** (4), 811 (1986).
15. Алексеев С.Б., Губанов В.П., Костыря И.Д., Орловский В.М., Скакун В.М., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **34** (11), 1007 (2004).
16. Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **39** (12), 1107 (2009).
17. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. *УФН*, **164** (3), 263 (1994).
18. Тарасенко В.Ф., Тельминов А.Е., Бураченко А.Г. *Письма в ЖТФ*, **37** (6), 49 (2011).
19. Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **31** (6), 489 (2001).
20. Wagenaars E., Bowden M.D., Kroesen G.M.W. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 075002 (2007).