

Министерство высшего и среднего специального образования
Российской Федерации
Московский ордена Трудового Красного Знамени
физико-технический институт (государственный университет)
факультет аэрофизики и комических исследований

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

ДИНАМИКА ЗАСЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ МОЛЕКУЛЯРНОГО АЗОТА И СТРУКТУРА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ

Заведующий кафедрой _____(д.ф.-м.н. Сон Э.Е.)

Научный руководитель _____(с.н.с., к.ф.-м.н. Стариковский А.Ю.)

Консультант _____(н.с., к.ф.-м.н. Стариковская С.М.)

Дипломник _____(студент 332 группы Панчешный С.В.)

Долгопрудный
1998

Содержание

1	Введение и постановка задачи	3
1.1	Историческая справка	3
1.2	Современные исследования	3
1.3	Постановка задачи	4
2	Экспериментальная установка	7
2.1	Схема экспериментальной установки	7
2.1.1	Генератор ГИН-7 с подводящей линией	7
2.1.2	Вакуумная система	8
2.1.3	Разрядное устройство	8
2.1.4	Система диагностики	9
2.2	Абсолютная калибровка оптической системы	9
2.3	Временное разрешение диагностического оборудования	10
3	Экспериментальные результаты	14
3.1	Постановка эксперимента	14
3.2	Разогрев газа в разряде	14
3.3	Вероятность радиационных переходов	16
3.4	Динамика заселенности электронно-возбужденных состояний в волне ионизации	16
4	Обсуждение	20
4.1	Процессы, определяющие заселенность электронно-возбужденных состояний	20
4.2	Измерение констант скорости тушения	21
4.3	Кинетическое рассмотрение процессов возбуждения	27
4.3.1	Анализ функции распределения электронов по энергиям	27
4.3.2	Модельные функции распределения электронов по энергиям	28
4.4	Восстановление средней энергии и концентрации электронов в разряде	30
4.5	Восстановление напряженности электрического поля в разряде	37
4.6	Сравнение с независимыми измерениями	38
4.7	Структура волны ионизации	39
5	Выводы	44
	Список рисунков и таблиц	45
	Список литературы	46

1 Введение и постановка задачи

1.1 Историческая справка

Высокоскоростные волны ионизации (ВВИ) впервые были обнаружены Дж.Дж.Томсоном в 1893 г, при исследовании импульсного электрического пробоя в трубке длиной 15 м и диаметром 5 мм. С помощью вращающегося зеркала было обнаружено, что фронт свечения движется от положительного электрода к отрицательному со скоростью не меньшей чем половина скорости света в вакууме [1]. В 1937 г Бимс, Снодди и Дитрих обнаружили, что при пробое от высоковольтного электрода к низковольтному перемещается фронт потенциала, скорость которого равна скорости перемещения фронта светового излучения $\sim 10^9$ м/с. Скорость ВВИ увеличивалась с увеличением амплитуды. После достижения ВВИ заземлённого электрода возникала обратная волна, скорость которой превосходила скорость первичной волны и равнялась примерно $\frac{1}{3}$ скорости света. Ток в первичной волне достигал 90-200 А, а плотность 90-4000 А/см², при этом амплитуда потенциала на длине 12 м падала на 10% [2]. Спустя 10 лет, Митчел и Снодди впервые поместили разрядную трубку в металлический экран и высказали предположение, что величина тока в волне определяется зарядкой ёмкости разрядной трубки относительно экрана до потенциала высоковольтного импульса [3]. Они же указали на то, что такой вид пробоя похож на “возвратный удар” в молнии. Аналогичная стадия с быстроперемещающимся светящимся фронтом присутствует в длинных искрах при импульсном пробое, на стадии импульсной короны и при замыкании длинного промежутка в стадии главного удара [4, 5, 6, 7, 8]. ВВИ могут возникать не только при импульсном пробое, но и при переходных процессах, которые сопровождаются изменением объёмного заряда или перераспределением потенциала в разрядном промежутке. Вестберг наблюдал ВВИ, возникающие в плазме тлеющего разряда при самопробое оксидной плёнки на катоде, в результате которого в прикатодную область происходила интенсивная эмиссия электронов и после прохождения серии прямых и обратных ВВИ происходило перераспределение потенциала в разрядном промежутке [9]. Леб на основании этих работ установил общие черты этого явления и дал ему название “ионизирующие волны градиента потенциала”. Он же предположил, что быстрые стадии пробоя в других типах разрядов, таких как возвратный удар в молнии или в длинной искре, связанные с быстроперемещающимися фронтами свечения происходят в форме ВВИ [10].

1.2 Современные исследования

Высокоскоростная волна ионизации – тип газового пробоя, возникающий при значительном перенапряжении на разрядном промежутке [12]. При распространении ВВИ фронт волны перемещается со скоростью $10^9 - 10^{10}$ см/с от высоковольтного электрода к низковольтному независимо от полярности приложенного импульса напряжения. Во фронте волны реализуются высокие напряженности электрического поля [15], в результате чего происходит активное возбуждение внутренних степеней свободы, ионизация и диссоциация газа в столкновениях со свободными электронами плазмы. Наиболее привлекательными чертами данного типа пробоя с точки зрения изучения элементарных процессов являются пространственная однородность [16, 17], хорошая воспроизводимость и малые времена возбуждения газа. Возможность применения ВВИ для накачки лазерных систем и различных плазмохимических приложений вызывают в последнее время существенный интерес к ее изучению.

До последнего времени исследования ограничивались лишь общими электродинамическими и, в меньшей мере, излучательными свойствами волн ионизации, не вдаваясь в кинетику процессов, активно происходящих в газоразрядной плазме.

Основное внимание уделялось скорости волн ионизации, как наиболее легко определяемой величине. Измерения проводились в различных газах и при различных формах электрического импульса, в основном с помощью электрических датчиков по времени прихода фронта потенциала или с помощью фотоприемников – по времени прихода фронта излучения газа в рассматриваемое сечение.

В литературе также присутствуют работы, посвященные измерениям энерговклада в волну ионизации, тока электронов. Отдельно изучалась стадия старта ВВИ с помощью ЭОП съемки и измерения времени задержки старта от момента прихода высоковольтного импульса на электрод. При использовании волн ионизации для индуцирования лазерного излучения в азоте измерялись радиальные распределения мощности излучения. Экспериментально обнаружено рентгеновское излучение при распространении волны ионизации, связываемое с наличием высокоэнергетичных “убегающих” электронов во фронте волны. “Убегающими” называются электроны, для которых энергия, приобретаемая от электрического поля на длине пробега, превышает величину энергетических потерь (на неупругие процессы, излучение и т.п.). По оценкам [11] критическая величина приведенной напряженности электрического поля для плазмы азота составляет $E/n \sim 10^3 \text{ Td}$, что в несколько раз меньше характерных значений во фронте волны.

Подробный обзор по экспериментальным и теоретическим исследованиям высокоскоростной волны ионизации можно найти в [12]. Отметим лишь, что на данный момент нет окончательной теоретической модели распространения ВВИ, также остаются открытыми многие фундаментальные вопросы, касающиеся природы волн ионизации. Наиболее сложным вопросом является влияние предиионизации (как вследствие фотопроцессов, так и под действием потока убегающих электронов), развитие нелокальных эффектов в высоких полях вблизи фронта ВВИ, пространственная структура ВВИ и связанная с ней динамика перераспределения энергии электронов по внутренним степеням свободы газа.

Для практических целей наиболее полное описание процессов можно достичь при кинетическом подходе. При этом по известному распределению электронов по энергиям можно найти скорости ионизации, упругих и неупругих процессов в газе, что при совместном рассмотрении с электрическими полями (являющимися решением самосогласованной задачи) приводит к полному описанию рассматриваемого явления. Сложности, возникающие на данном пути, связаны не столько с недостаточно хорошим знанием сечений процессов, сколько с объемом необходимых вычислений, и на данный момент расчетов, объективно описывающих экспериментальные результаты, нет.

1.3 Постановка задачи

Основной задачей данной работы является исследование пространственно-временной структуры высокоскоростной волной ионизации отрицательной полярности с целью

- оценки количества “убегающих” электронов вблизи фронта ВВИ и их вклада в процессы возбуждения и ионизации газа;
- анализа динамики ФРЭЭ и вклада нелокальных и нестационарных процессов в ее формировании;
- экспериментального исследования процессов перераспределения энергии электронов по внутренним степеням свободы газа.

Экспериментальные методы определения функции распределения электронов по энергиям весьма ограничены. Зондовая теория, как наиболее развитая, привлекает исследователей

своей простотой, но заведомо не подходит при изучении таких процессов, как волна ионизации, по нескольким причинам: во-первых, внесение металлического зонда в разрядный объем может существенным образом исказить физическую картину изучаемого объекта; во-вторых, значительные трудности возникают при регистрации электронов с высокими энергиями, требуя, по сути дела, подачи на зонд напряжений, соизмеримых с амплитудой волны ионизации; и, в-третьих, сложности с пространственно-временным разрешением и отсутствие простых методов интерпретации измерений при сильной анизотропии ФРЭЭ.

В последнее время получил определенную популярность спектроскопический метод восстановления функции распределения электронов по энергии. По измерениям серии электронных, колебательных и вращательных переходов при решении обратной задачи решение находится в наперед заданном классе функций. Точность напрямую определяется числом рассматриваемых переходов, а точнее, плотностью распределения излучающих уровней по шкале энергий. Если же изучаемый процесс позволяет использовать фиксированный вид функции распределения, то число необходимых излучательных переходов резко сокращается.

В работе [13] на основе спектроскопических измерений в стационарном разряде в чистом N_2 и смеси N_2 -He в стационарном случае восстановлена функция распределения электронов по энергии. Проведенные исследования подтверждают эффективность использования рассматриваемого подхода. Упрощенный метод используется в [14] при исследовании положительного стримера в геометрии игла-плоскость в предположении Максвелловского и Дрюйвестейновского распределения. К числу существенных недостатков данного метода следует отнести требование регистрации большого числа разрешенных излучательных переходов и, как правило, сильную недоопределенность задачи.

В импульсных разрядах в смесях с азотом при низком давлении эффективно возбуждаются вторая положительная ($N_2, C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) и первая отрицательная ($N_2^+, B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) системы азота. Энергия верхнего уровня 2^+ системы относительно основного состояния молекулы азота $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ – 11.03 эВ, 1^- – 18.75 эВ (Рис.1).

Таким образом, основными этапами настоящей работы являются:

- экспериментально исследовать динамику заселения электронных состояний молекулярного азота $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ в условиях возбуждения высокоскоростной волной ионизации в режиме раннего послесвечения методом эмиссионной спектроскопии;
- измерить константы скорости столкновительного тушения рассматриваемых уровней различными газами;
- на основе кинетического анализа функции распределения электронов по энергиям непосредственно за фронтом высоких электрических полей восстановить концентрацию и среднюю энергию электронов по экспериментальным результатам;
- по полученным результатам при сравнении с численным моделированием и независимыми измерениями восстановить динамику напряженности электрического поля и оценить энергию “убегающих” электронов во фронте волны.

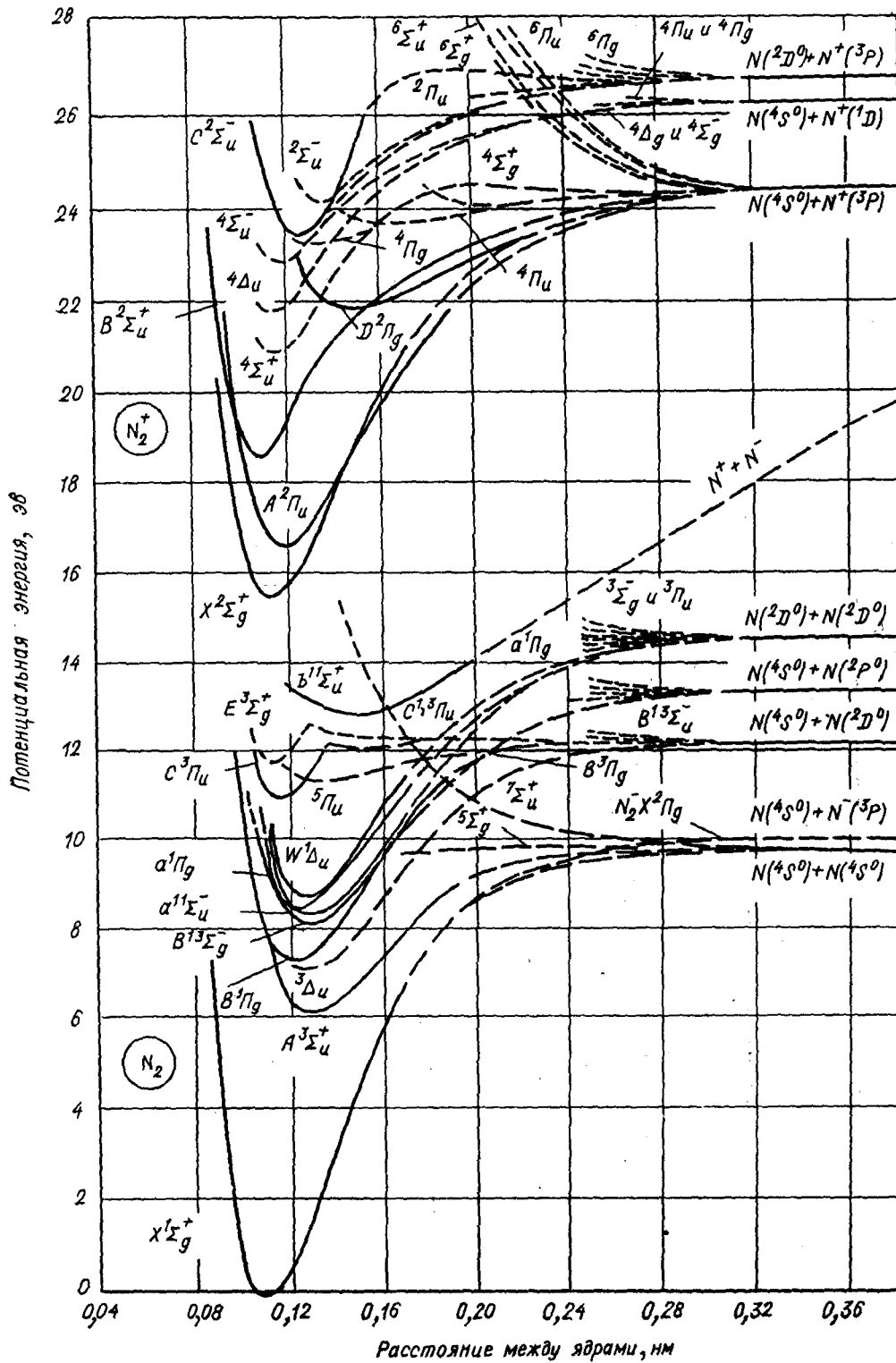


Рис. 1: Электронные термы молекулярного азота.

2 Экспериментальная установка

2.1 Схема экспериментальной установки

Для решения поставленной задачи была использована установка (Рис.2), состоящая из генератора импульсных напряжений ГИН-7 с подводящей линией, разрядного устройства, вакуумной системы и системы диагностики.

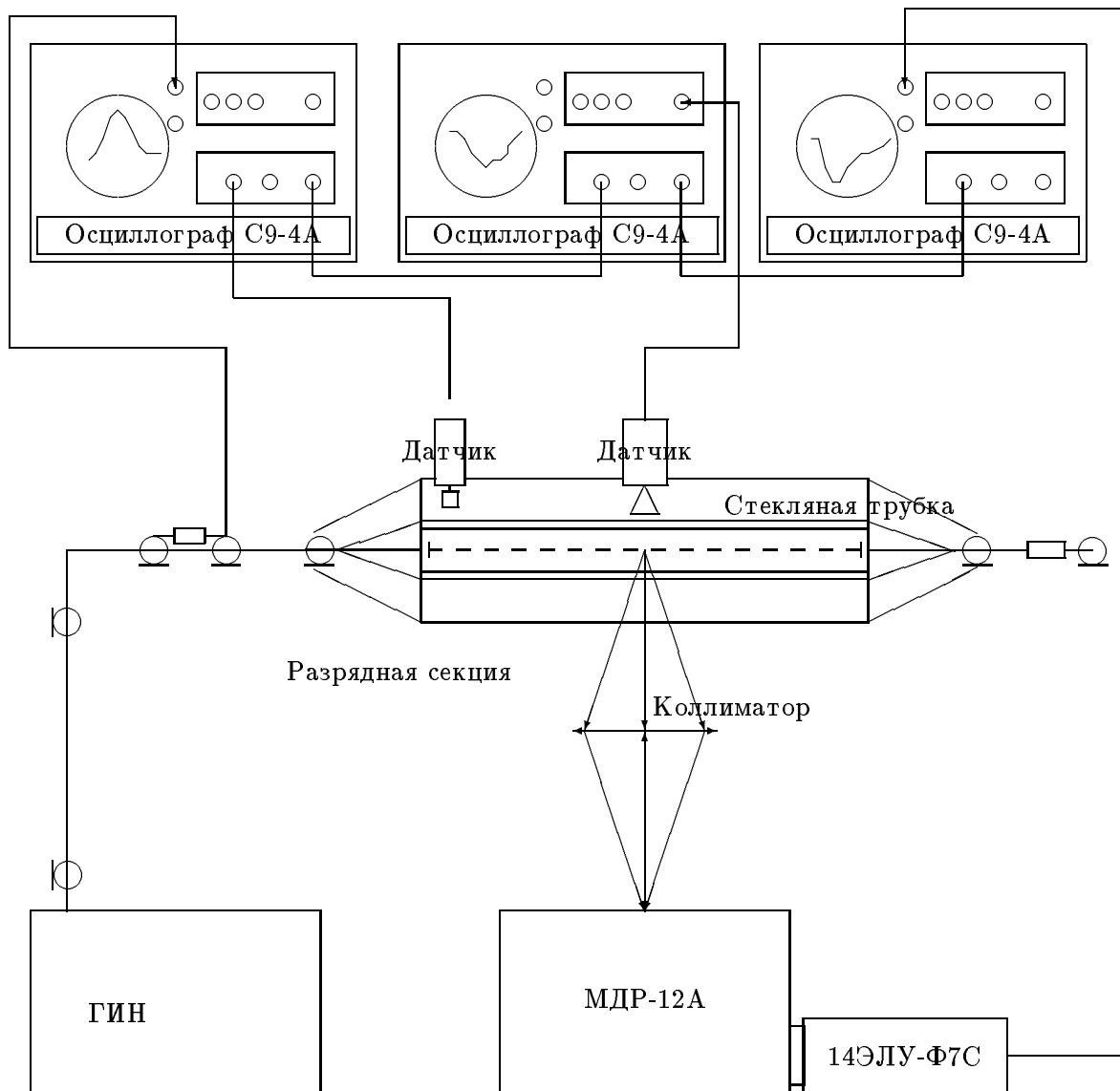


Рис. 2: Блок-схема экспериментальной установки.

2.1.1 Генератор ГИН-7 с подводящей линией

ГИН-7 представляет собой твердотельный импульсный генератор с ферритовыми формирующими линиями. Возможные режимы запуска: разовый, с частотой 1 Гц и периодический с частотой 40–200 Гц, задаваемой запускающим генератором. Электродинамические

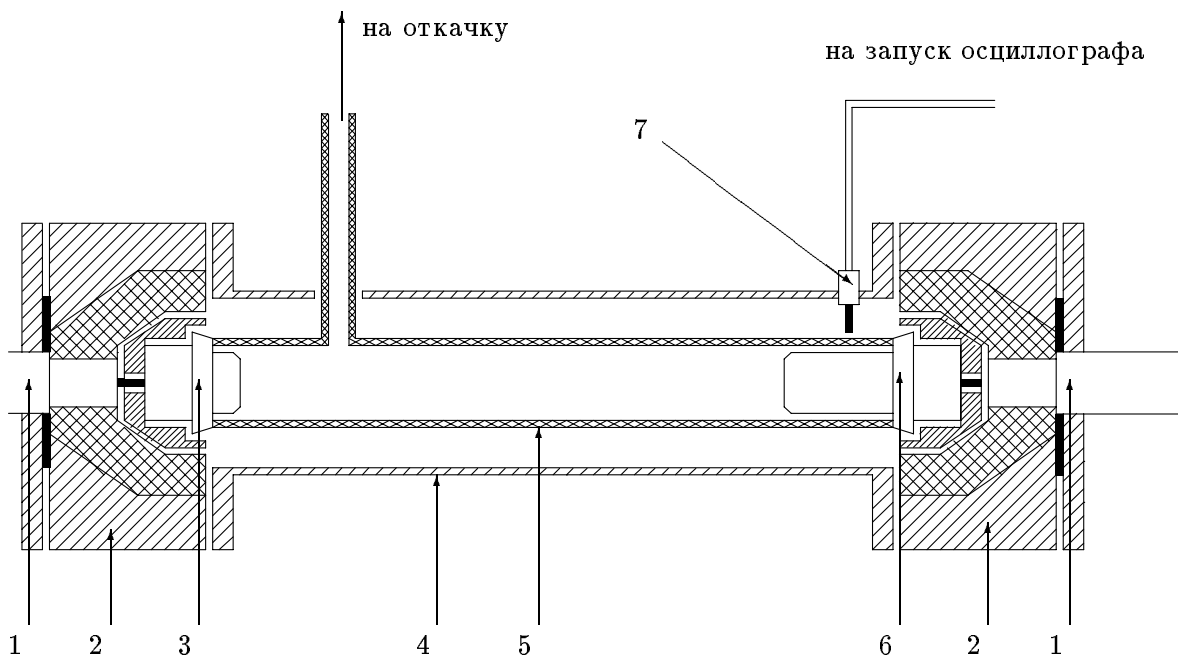


Рис. 3: Схема разрядного устройства.

1 – коаксиальный кабель, 2 – разъемы, соединяющие разрядное устройство с кабелями, 3 – низковольтный электрод, 4 – алюминиевый экран, 5 – стеклянная трубка, 6 – высоковольтный электрод, 7 – дифференцирующий емкостной датчик.

характеристики импульса: длительность – 5, 10 и 20 нс в зависимости от конфигурации формирующей линии, амплитуда – до 20 кВ и время нарастания импульса с уровня 0.1 до 0.9 амплитуды – не более 3 нс. Импульсы передавались по коаксиальному кабелю РК-50-11-11 длиной 10 м с волновым сопротивлением 50Ω на высоковольтный электрод разрядного устройства. Такой же кабель соединял разрядное устройство с согласующей нагрузкой – четырьмя резисторами ТВО-10 номиналом 160Ω , соединенными параллельно.

2.1.2 Вакуумная система

Система откачки и напуска была сконструирована на основе вакуумного поста гелиевого течеискателя ПТИ-7А и состояла из форвакуумного и паромасляного насоса с воздушным охлаждением, позволяющих откачивать систему до давления 10^{-4} торр. Измерение остаточного давления проводилось термометрическими вакууметрами на основе ламп ЛТИ-4 и ПМ-2А. Давление рабочей смеси в разрядном устройстве измерялось с помощью U-образного масляного манометра с длиной рабочей части 535 мм. Натекание в рабочий объем проверялось экспериментально и за время проведения эксперимента оказалось несущественным.

2.1.3 Разрядное устройство

Разрядное устройство (Рис.3) представляло собой трубку молибденового стекла внутренним диаметром 17.5 мм, внешним – 21.5 мм и длиной 600 мм, на концах которой были расположены электроды из нержавеющей стали. Откачка разрядного промежутка проводилась через отводок внутренним диаметром 7 мм, находившимся на расстоянии 100 мм от низковольтного электрода. Разрядная трубка закрывалась по всей длине алюминиевым

цилиндрическим экраном внутренним диаметром 60 мм, который являлся продолжением экрана коаксиального кабеля. Внутренняя сторона алюминиевого экрана зачернялась во избежание переотражения излучения в разрядном устройстве. Регистрация излучения проводилась через прорезь в экране шириной 5 мм во всю длину.

2.1.4 Система диагностики

Регистрация излучения осуществлялась оптической системой, состоящей из набора диафрагм, монохроматора МДР-12А (относительное отверстие 1:3, использовалась решетка 1200/Г с плотностью 1200 штрихов/мм: рабочая область 200–500 нм, обратная линейная дисперсия 2.4 нм/мм) и сильноточного фотоэлектронного умножителя 14ЭЛУ-Ф7С (диапазон спектральной чувствительности фотокатода 250–600 нм). Питание ФЭУ осуществлялось двумя стабилизированными блоками питания ВС 22. При работе использовались напряжения $U_- = -2.8$ кВ и $U_+ = +0.6$ кВ, что обеспечивало падение напряжения в 250–300 В/каскад.

Излучение отбиралось из объема длиной 4 см вдоль оси трубки в направлении, перпендикулярном оси разрядного устройства, на расстоянии 25 см от высоковольтного электрода. Входная щель монохроматора находилась на расстоянии 12 см от оси разрядного устройства. Исследуемые сигналы регистрировались осциллографом С9-4А (ширина полосы пропускания 300 МГц, входное сопротивление 50 Ω , коэффициент усиления 1–100), помещенным, в целях уменьшения наводки, в экранированную комнату.

С целью избавления от постоянной составляющей сигнала U_+ использовались четыре коаксиальных конденсатора с ёмкостью каждого $C = 0.51$ мкФ, рассчитанные на напряжение до 500 В. Постоянная времени составляет $t = R \cdot C / 4 \simeq 10$ мкс, что позволяет на используемых временах (< 100 нс) пренебречь реактивным сопротивлением.

В работе использовались подводящие кабеля РК-75-4-12, также дополнительно экранированные в целях уменьшения наводки. Для согласования подводящей линии с входом усилителя осциллографа применялся переход 75 \rightarrow 50 Ω (сконструированный на базе сопротивления 25 Ω , помещенного в разрыв центральной жилы), приводящий к уменьшению регистрируемого сигнала в 2 раза.

Для измерения временной задержки между фронтами электрического поля и излучения газа в ВВИ дополнительно были использованы узкополосный дифференцирующий датчик (полуширина функции чувствительности не более 4 см, полоса пропускания 0.1–1.0 ГГц) и коаксиальный фотоэлемент ФЭК-22 (диапазон спектральной чувствительности фотокатода 250–550 нм). Задержку сигнала с ФЭКа считали равной времени пролета электроном ускоряющего промежутка и составляющую величину не большую 0.5 нс.

2.2 Абсолютная калибровка оптической системы

Для получения абсолютных характеристик интенсивности излучения была проведена калибровка оптической системы (Рис.4).

В качестве эталонных источников излучения брались калиброванная дейтериевая лампа ДДС 30 (200 – 500 нм) и вольфрамовая лампа накаливания СИРШ 8,5-200-1 (350 – 700 нм).

Калибровка ДДС 30 была проведена во ВНИИОФИ при токе разряда $I = 300$ мА. В данной работе ток контролировался цифровым вольтметром В7-22А.

При использовании СИРШ 8,5-200-1 температуру излучающей вольфрамовой полосы определяли двумя путями: во-первых, согласно заводской калибровке, $T = 3000$ К обеспечивается при токе, протекающим через лампу, равным $I = 22.75$ А и контролируемому по падению напряжения на калиброванном шунте $R = 3.75$ мОм, во-вторых, с помощью оптического пирометра ЛОП-72 (на длине волны 0.65 ± 0.01 мкм с точностью 4.5 К).

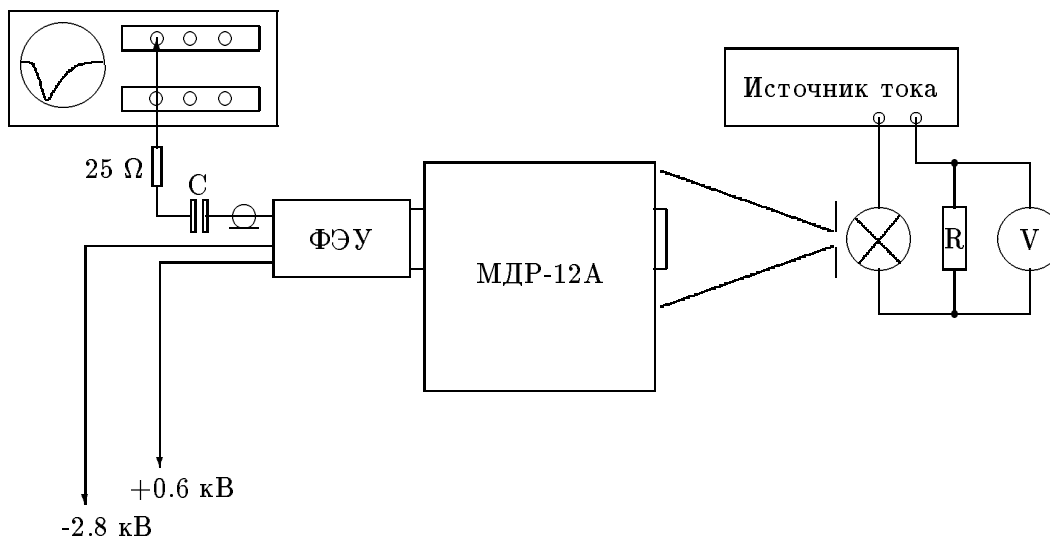


Рис. 4: Блок-схема калибровочного эксперимента.

Спектр излучения считался планковским с известным коэффициентом серости, взятым из [18] (Рис.5); при вычислениях учитывался паспортный коэффициент пропускания баллона лампы. С целью уменьшения краевых эффектов излучение вырезалось с помощью диафрагмы из центральной области вольфрамовой полосы размером 2.20x0.50 мм.

Спектральные плотности интенсивности излучения с расстояния 1 м приведены на Рис.6. По результатам калибровки была определена эффективность оптической системы в зависимости от длины волны падающего излучения. Калибровочная зависимость тока ФЭУ от потока падающего излучения на входную щель монохроматора приведена на Рис.7.

Для анализа линейности сигнала от величины раскрытия щелей монохроматора были проведены измерения регистрируемого сигнала при одновременном изменении щелей и при фиксированной входной/выходной при варьировании выходной/входной щели. Измерения показали, что в диапазоне используемых в работе щелей (0.01–2.00 мм) закон линейности выполняется с высокой степенью точности (Рис.8).

Для получения абсолютных значений излучения так же необходимо знать коэффициент поглощения материала трубки (стекла в нашем случае). Зависимость коэффициента поглощения стекла от длины волны, полученная с помощью ДДС 30, приведена на Рис.9.

2.3 Временное разрешение диагностического оборудования

Скорость перемещения фронта волны ионизации измерялась, как уже было отмечено ранее, многими авторами. На Рис.10 представлен результат измерения скорости ВВИ в воздухе при идентичных условиях возбуждения, приведенный в работе [56]. Как видно из графика, характерная скорость в рассматриваемом диапазоне давлений составляет 1–4 см/нс.

В виду того, что при регистрации излучательные характеристики усредняются по объему с длиной 4 см вдоль оси разрядной секции, то временное разрешение оптических измерений, определяющееся временем прохождения волной регистрируемого участка, составляло от 1 нс при низких до 3 нс при высоких давлениях. При синхронной регистрации электрического поля и излучательных свойств газа ошибка синхронизации не превышала 1 нс.

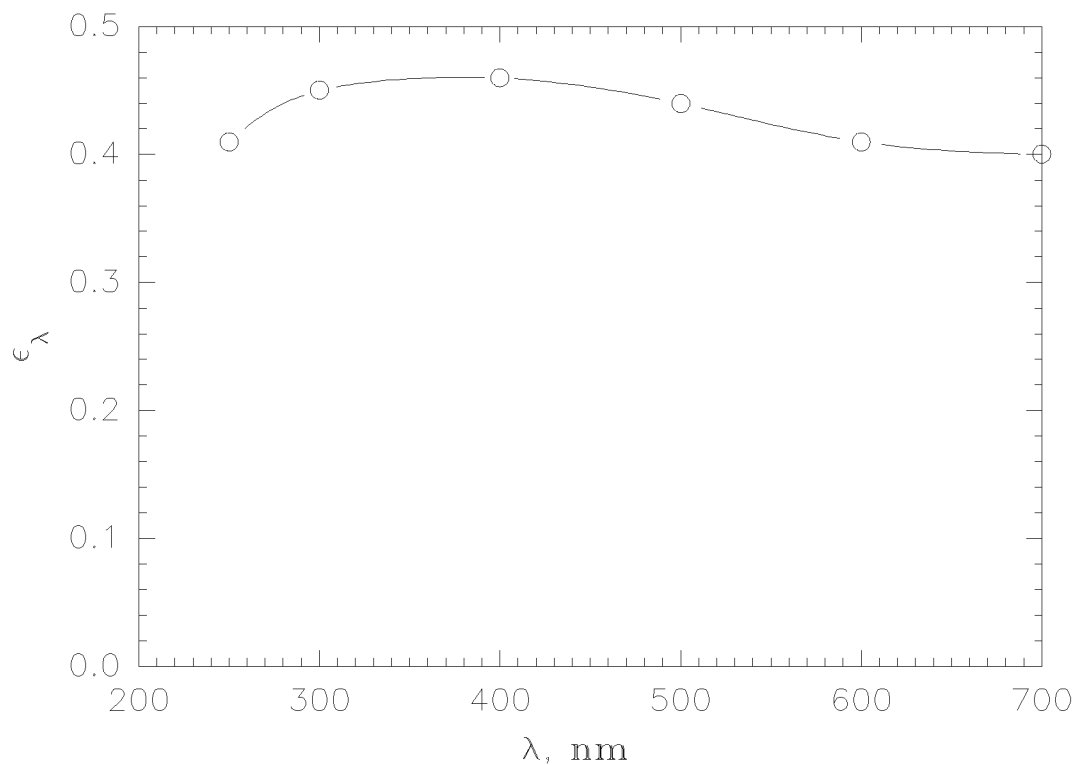


Рис. 5: Коэффициент серости вольфрама при $T=3000$ К.

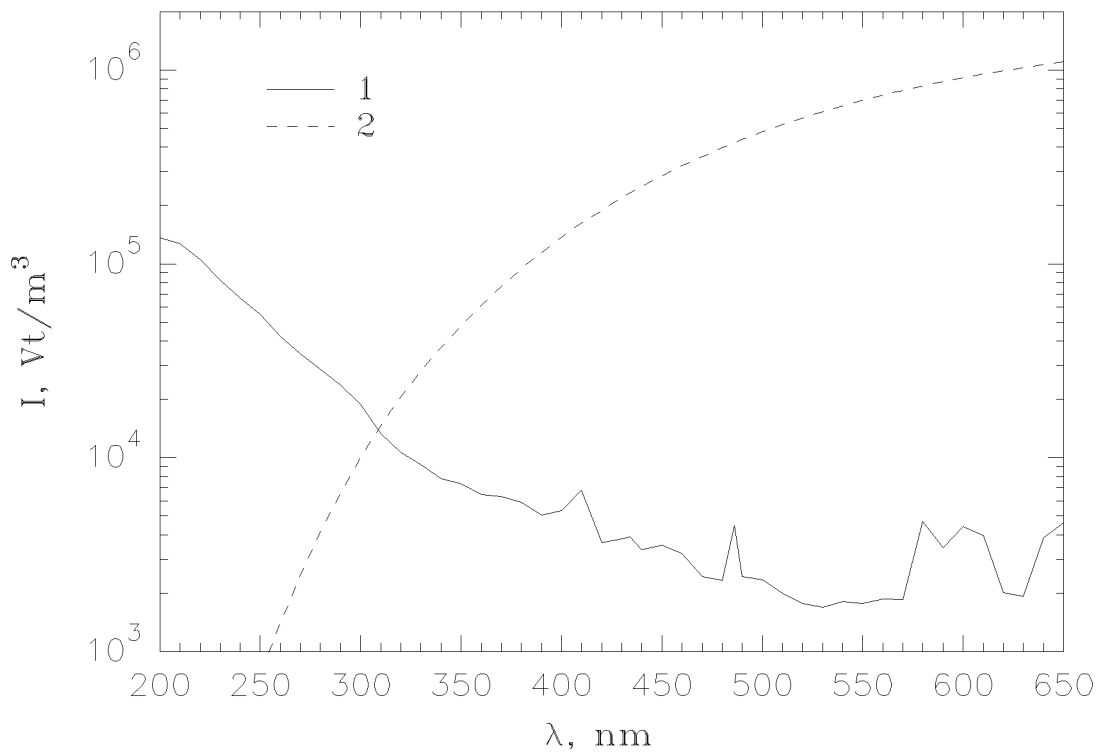


Рис. 6: Спектры излучения.

1 – ДДС 30, 2 – СИРШ 8,5-200-1. Расстояние от источника излучения до входной щели монохроматора 1 м.

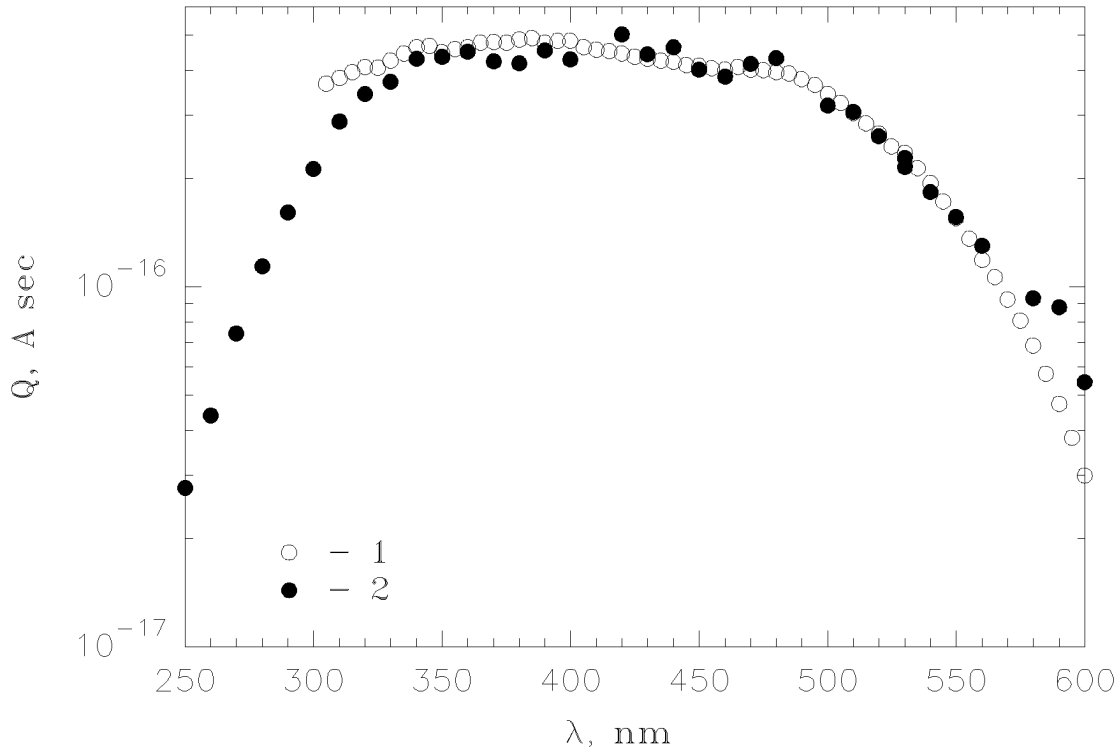


Рис. 7: Спектральная чувствительность оптической системы.
1 – при использовании ДДС 30, **2** – СИРШ 8,5-200-1.

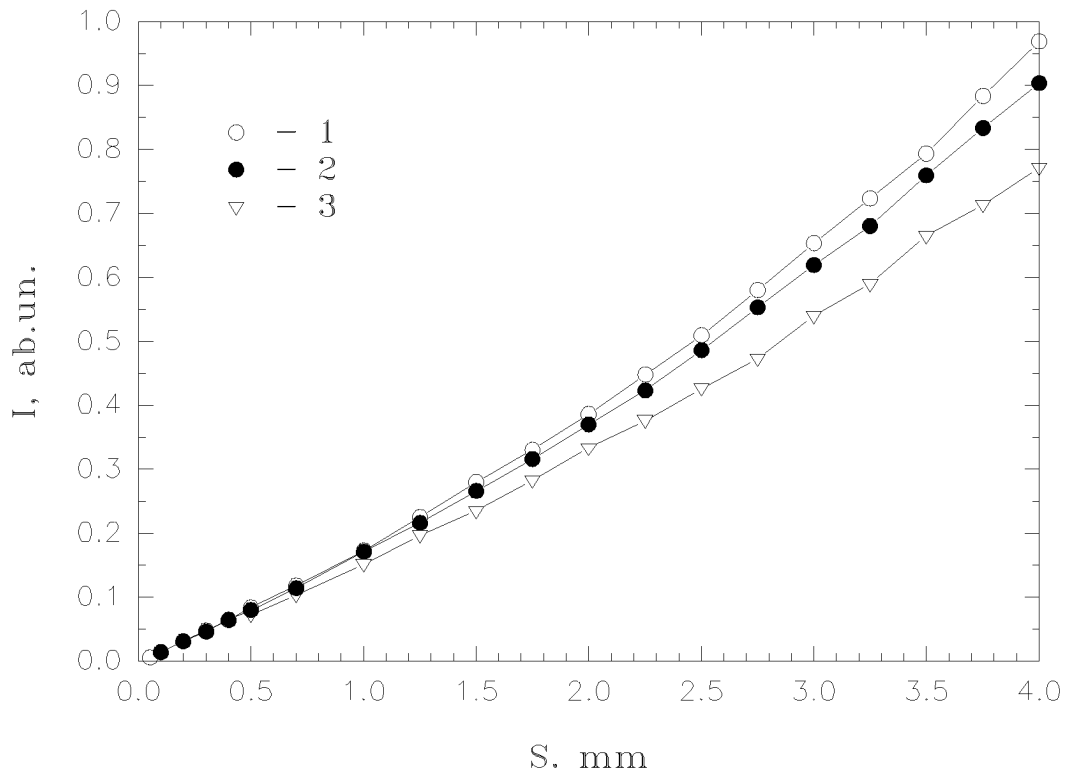


Рис. 8: Проверка линейности по щелям.
1 – $S_{ex}=0.1$ мм, варьировалась $S_{вых}$; **2** – $S_{вых}=0.1$ мм, варьировалась S_{ex} ; **3** – варьировались обе щели одновременно, при этом из приведенного сигнала извлекался квадратный корень.

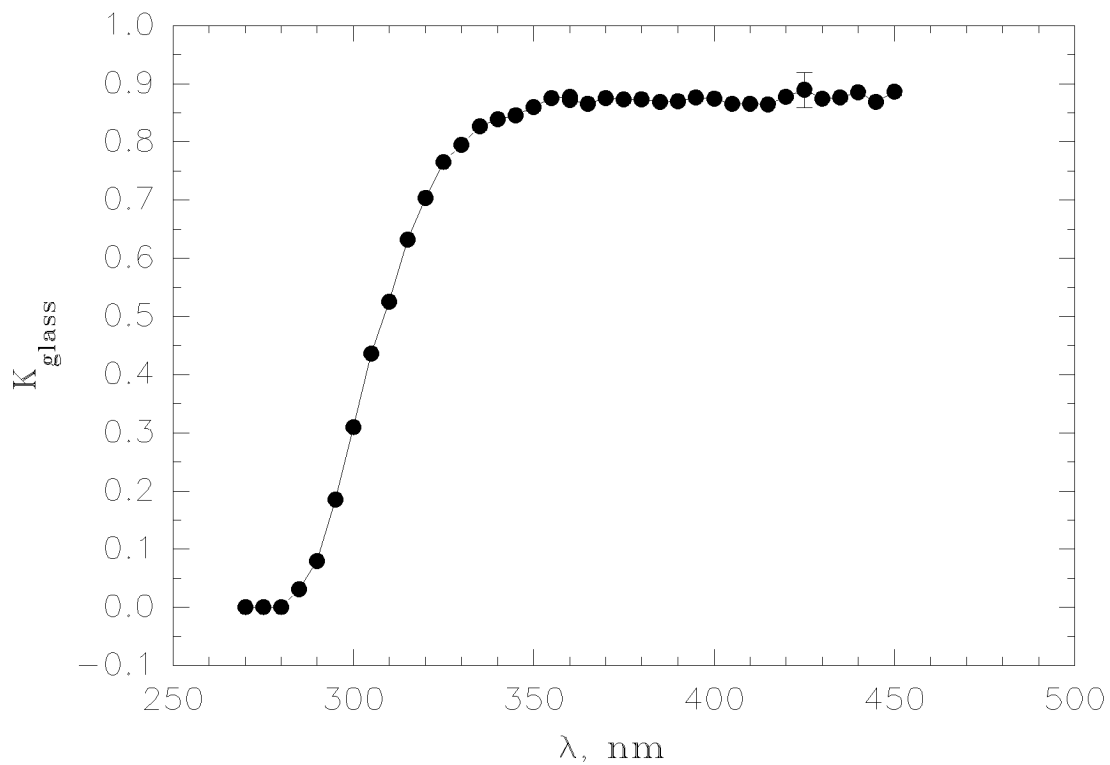


Рис. 9: Зависимость коэффициента поглощения стекла от длины волны падающего излучения.

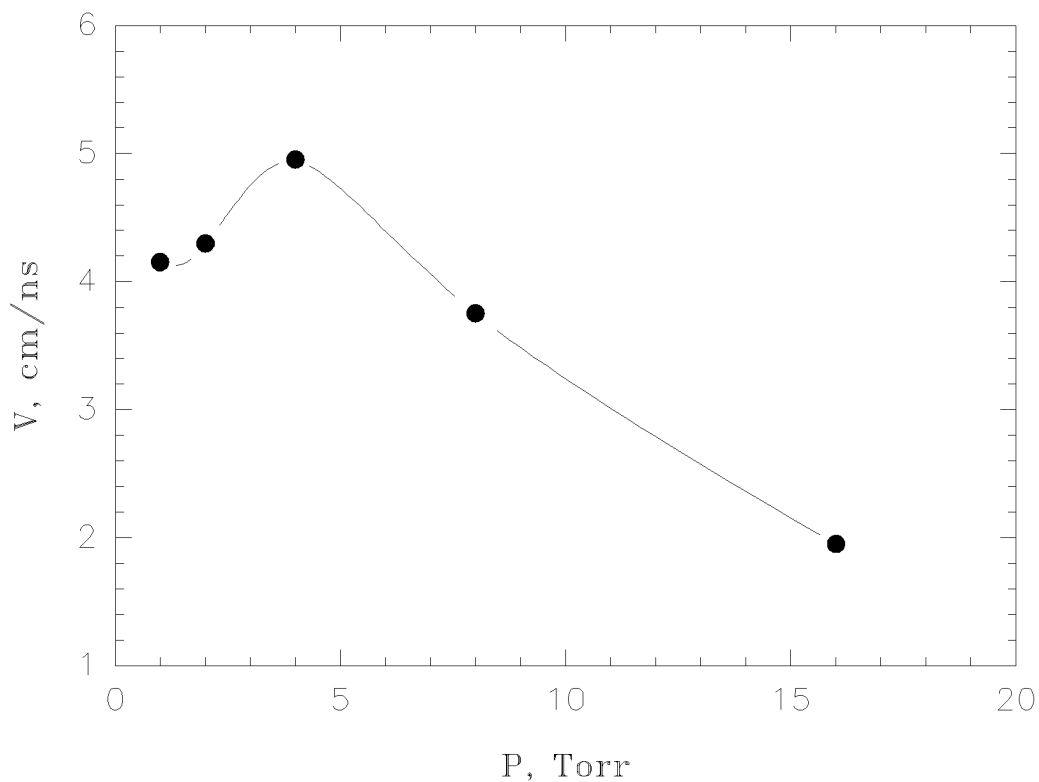


Рис. 10: Зависимость скорость ВВИ в воздухе от давления. Аналогичные условия инициирования пробоя, работа [56].

3 Экспериментальные результаты

3.1 Постановка эксперимента

Измерения проводились в чистом азоте и воздухе при давлениях от 0.1 до 20 торр. При составлении смесей для определения констант скорости столкновительного тушения были использованы спектрально чистые азот, водород, монооксид углерода и кислород технической чистоты.

ВВИ возбуждалась импульсами напряжения отрицательной полярности амплитудой 15 кВ, длительностью на полувысоте 25 нс и длиной переднего фронта 3 нс, с частотой повторения 40 Гц.

Измерения проводились для $0 \rightarrow 0$ перехода второй положительной системы ($\lambda=337.1$ нм) и $0 \rightarrow 0$ первой отрицательной системы ($\lambda=391.4$ нм). Ширина электронно-колебательного перехода определялась экспериментально, с шагом по спектру 0.25 \AA (Рис.11). Для исключения вклада в сигнал соседних линий и обеспечения постоянной чувствительности регистрирующей системы во всей полосе пропускания использовалась независимая регулировка входной (h_{ex}) и выходной ($h_{вых}$) щелей монохроматора. При $h_{ex} = 0.10$ мм и $h_{вых} = 1.00$ мм полуширина функции пропускания $\Delta\lambda = 2.4$ нм, что при соответствующей настройке монохроматора по длинам волн позволяло надежно выделить излучение исследуемых переходов.

3.2 Разогрев газа в разряде

Профиль газовой температуры $T(\vec{x}, t)$ описывается уравнением теплопроводности. Для оценок воспользуемся стационарным уравнением теплопроводности в цилиндрических координатах (r, x) с усредненным тепловыделением Q :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{Q}{\lambda} = 0 \quad (1)$$

Здесь r – расстояние до оси разрядного устройства, λ – теплопроводность газа, Q – объемная плотность энерговыделения, $T = T(r, x)$ – искомое распределение температуры. Граничное условие на стенке $T(r = R_w) = T_w = 290$ К и на оси $\partial T / \partial r (r = 0) = 0$.

Пренебрегая тепловыми потоками вдоль оси устройства и переходя от частных производных к полным, из уравнения (1) получим:

$$T(r) = T_w + \frac{Q}{4\lambda} (R_w^2 - r^2) \quad (2)$$

Энерговклад от источника напряжения $U = 15$ кВ на нагрузку $R = 50 \text{ \Omega}$ с частотой повторения $f = 40$ Гц и длительностью импульса $\tau = 25$ нс составляет:

$$Q = \frac{1}{V} \frac{U^2}{R} \tau f \quad (3)$$

где $V = \pi R_w^2 L$ – объем разрядной камеры. В наших условиях $Q \simeq 3 \cdot 10^{-2}$ Дж/см³, что приводит к профилю температуры от $T_w = 290$ К на стекле до $T_0 = 310$ К на оси с средней температурой по объему $\langle T \rangle = 300$ К.

Непосредственное определение газовой температуры в разряде в данной работе не проводилось. При вычислении вращательной температуры уровня $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ (по излучению 2^+ системы азота), полученный результат составил $T=300 \pm 50$ К. Полученная точность обусловлена областью применимости данной методики; как спектроскопические, так и пиromетрические методы определения температуры эффективны при более высоких значениях (от ~ 1000 К).

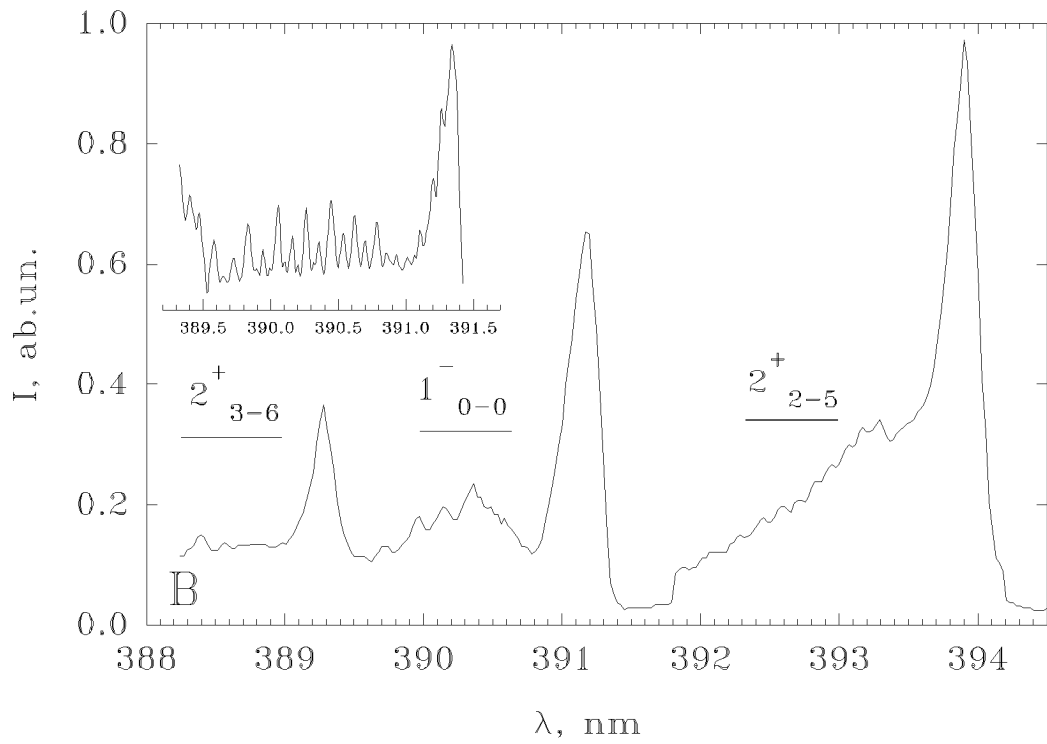
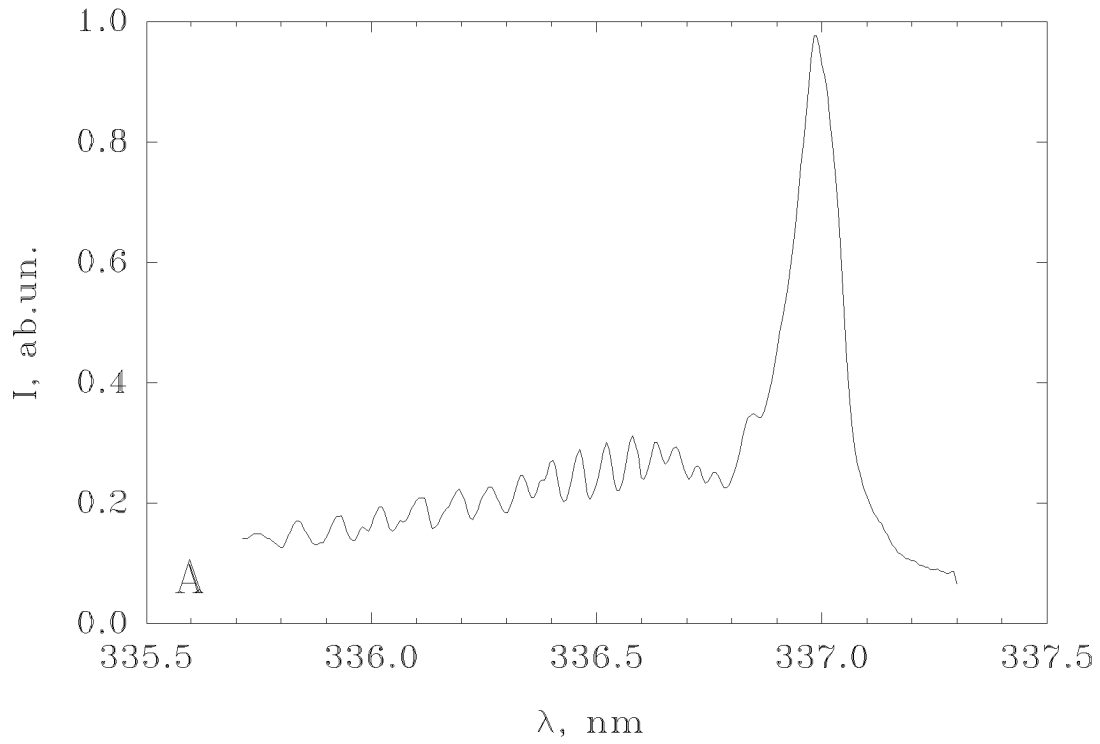


Рис. 11: Ширина $0 \rightarrow 0$ колебательного перехода

А – вторая положительная, **В** – первая отрицательная системы азота. Структура $0 \rightarrow 0$ перехода 1^- приведена более детально.

3.3 Вероятность радиационных переходов

Связь концентрации возбужденных частиц с интенсивностью излучения (с частотой, соответствующей энергии рассматриваемого перехода; изотропно высвечиваемого единичным объемом газа в телесный угол 4π) I_f в отсутствие перепоглощения определяется частотой перехода $\nu_{v'v''}$, концентрацией частиц на верхнем уровне $[N^*]$, радиационным временем перехода τ_0 и вероятностью колебательного перехода $A_{v'v''}$:

$$I_f = h\nu_{v'v''} \frac{[N^*]}{\tau_0} A_{v'v''}, \quad (4)$$

Согласно квантовой теории излучения, в случае однофотонного электрического дипольного излучения справедливо следующее выражение [19]:

$$A_{v'v''} = \frac{(R_e^{v'v''})^2 q_{v'v''} \nu_{v'v''}^3 |v'=v''=0}{\sum (R_e^{v'v''})^2 q_{v'v''} \nu_{v'v''}^3} \quad (5)$$

где $R_e^{v'v''}$ – электронный момент перехода и $q_{v'v''}$ – соответствующие коэффициенты Франка-Кондона. В дипольном приближении у исследуемых уровней разрешен единственный электронный переход. Следовательно, для каждого из них при фиксированном уровне v' электронный момент $R_e^{v'v''} \simeq const$ для всех колебательных переходов $v' \rightarrow v''$. Отметим, что данное приближение неплохо совпадает с более точным квантовым расчетом: вероятность перехода $C^3\Pi_u, v' = 0 \rightarrow B^3\Pi_g, v'' = 0$, полученная в [21] составляет $1.39 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, посчитанная в данной работе – $1.41 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$.

Значения коэффициентов Франка-Кондона $q_{v'v''}$ были взяты из [22]. Радиационные времена жизни τ_0 уровней $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ хорошо известны и измерялись в условиях возбуждения газа высокоскоростной волной ионизации в [23]. Все вышеперечисленные величины приведены в Таб.1. Таким образом, уравнение (4) дает прямое соответствие между мгновенной концентрацией верхних уровней и интенсивностью излучения соответствующих переходов.

Таб. 1: Характеристики переходов

	$C^3\Pi_u, v = 0 \rightarrow B^3\Pi_g, v' = 0$	$B^2\Sigma_u^+, v = 0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v' = 0$
λ , нм	337.1	391.4
$\Delta\lambda$, нм	2.4	1.2
τ_0 , нс	37	60
A_{00}	0.523	0.718

3.4 Динамика заселенности электронно-возбужденных состояний в волне ионизации

Характерные осциллограммы излучения при различных давлениях в азоте приведены на Рис.12. Зависимость числа возбужденных частиц от времени можно условно разделить на две области – интенсивной наработки частиц и распада (тушения) возбужденных состояний. На Рис.13 приведено время выхода излучения с уровня 0.1 до 0.9 от максимального значения при различных давлениях. Как видно из графика, при низких давлениях времена

нарастания излучения составляют $\simeq 15-20$ нс для обоих переходов и приблизительно совпадают с временем существования высоковольтного импульса, а при высоких – уменьшаются до 3 и 6 нс соответственно для первой отрицательной и второй положительной системы. Пиковые величины заселения состояний $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ в зависимости от давления в воздухе и в азоте приведены на Рис.14. В районе 6 торр эта зависимость имеет четко выраженный максимум. При давлении 3 торр заселенность спадает примерно на порядок по сравнению со значением в максимуме, а в диапазоне 10–20 торр относительно слабо зависит от давления. Отметим, что в пределах экспериментальной точности величины заселения рассматриваемых состояний в воздухе и чистом азоте совпадают при пересчете на единичную концентрацию N_2 . Это означает, что примеси молекул O_2 (по крайней мере, до 20%) в молекулярном азоте не вносят существенных изменений в суммарную скорость заселения указанных состояний.

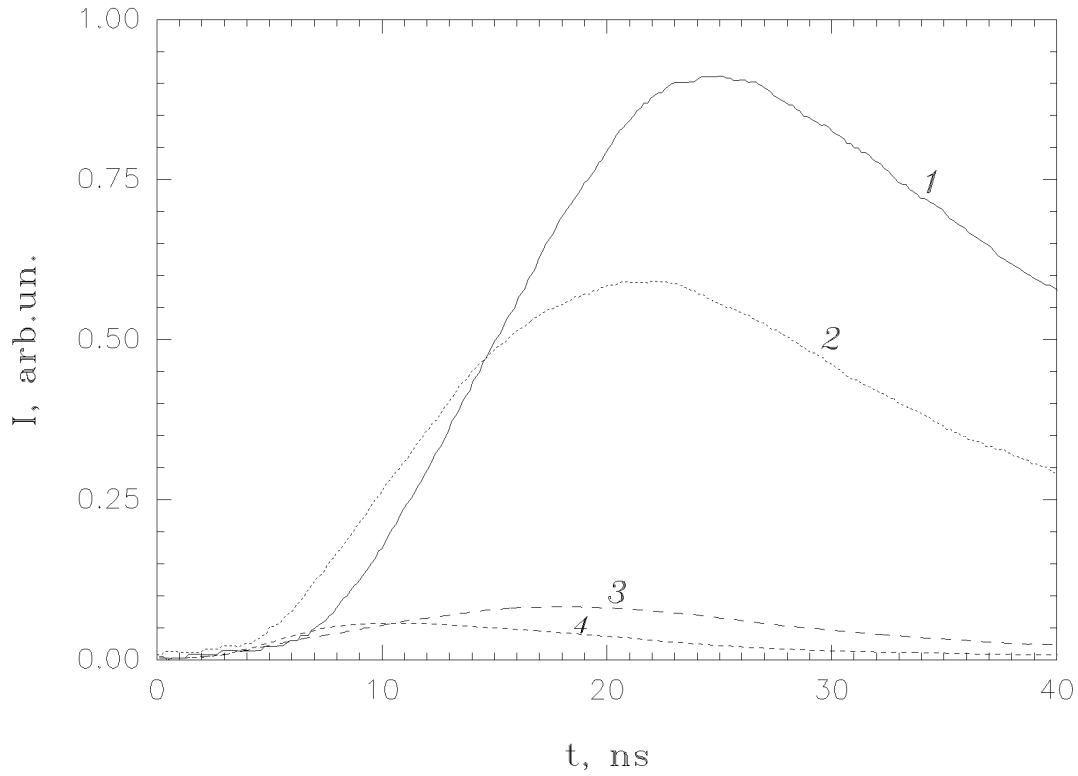


Рис. 12: Характерные осциллограммы излучения в азоте.
 1,2 - $C^3\Pi_u, v' = 0 \rightarrow B^3\Pi_g, v'' = 0$; 3,4 - $B^2\Sigma_u^+, v' = 0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v'' = 0$; 1,3 - P=4 торр;
 2,4 - P=14 торр.

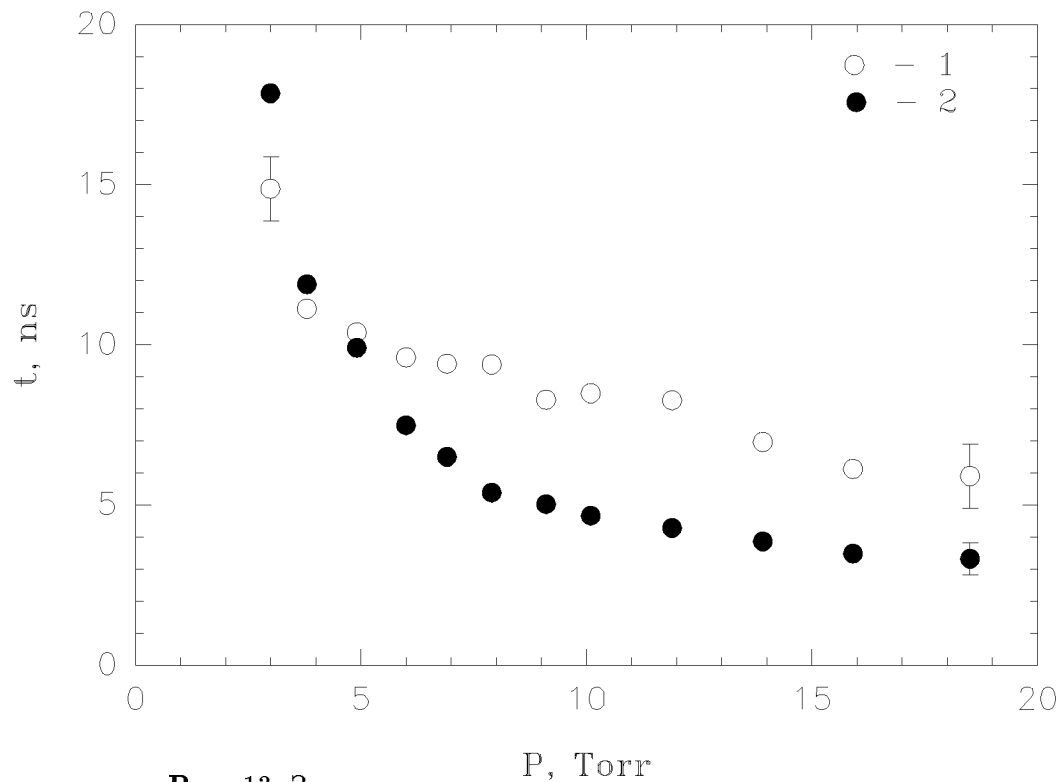


Рис. 13: Зависимость времени нарастания излучения от давления.
 1 - $C^3\Pi_u, v' = 0 \rightarrow B^3\Pi_g, v'' = 0$; 2 - $B^2\Sigma_u^+, v' = 0 \rightarrow X^2\Sigma_g^+, v'' = 0$.

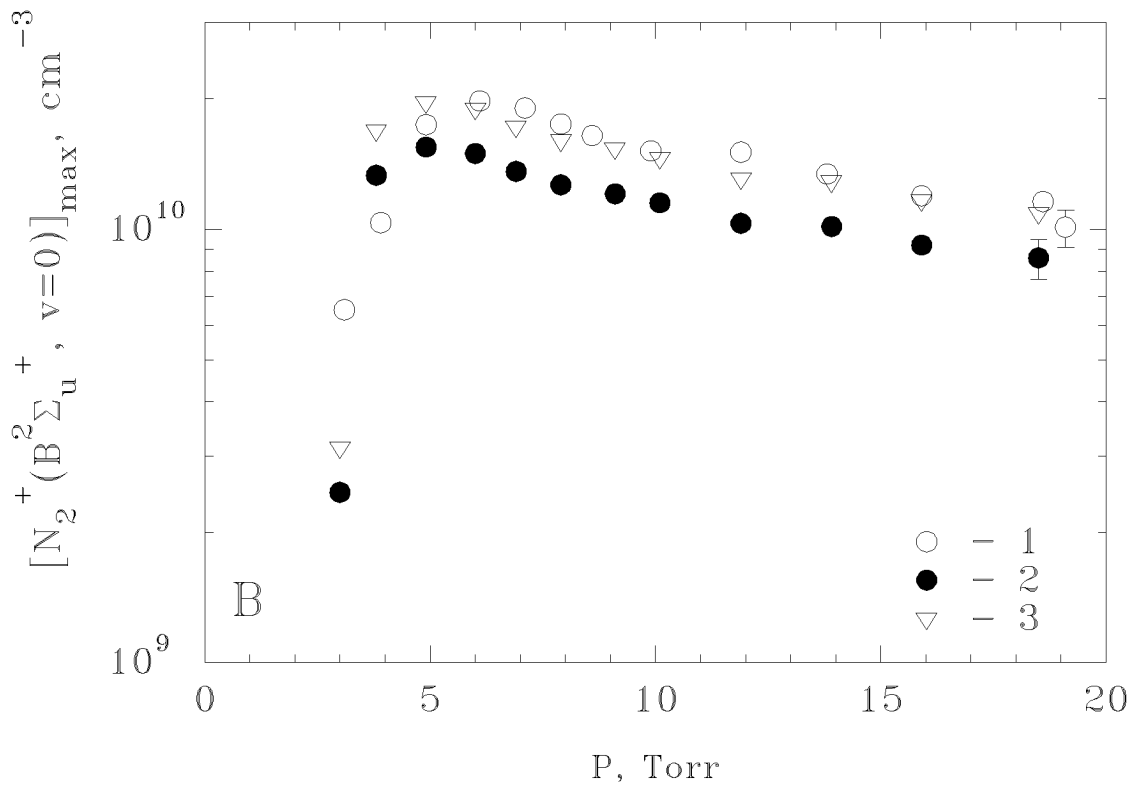
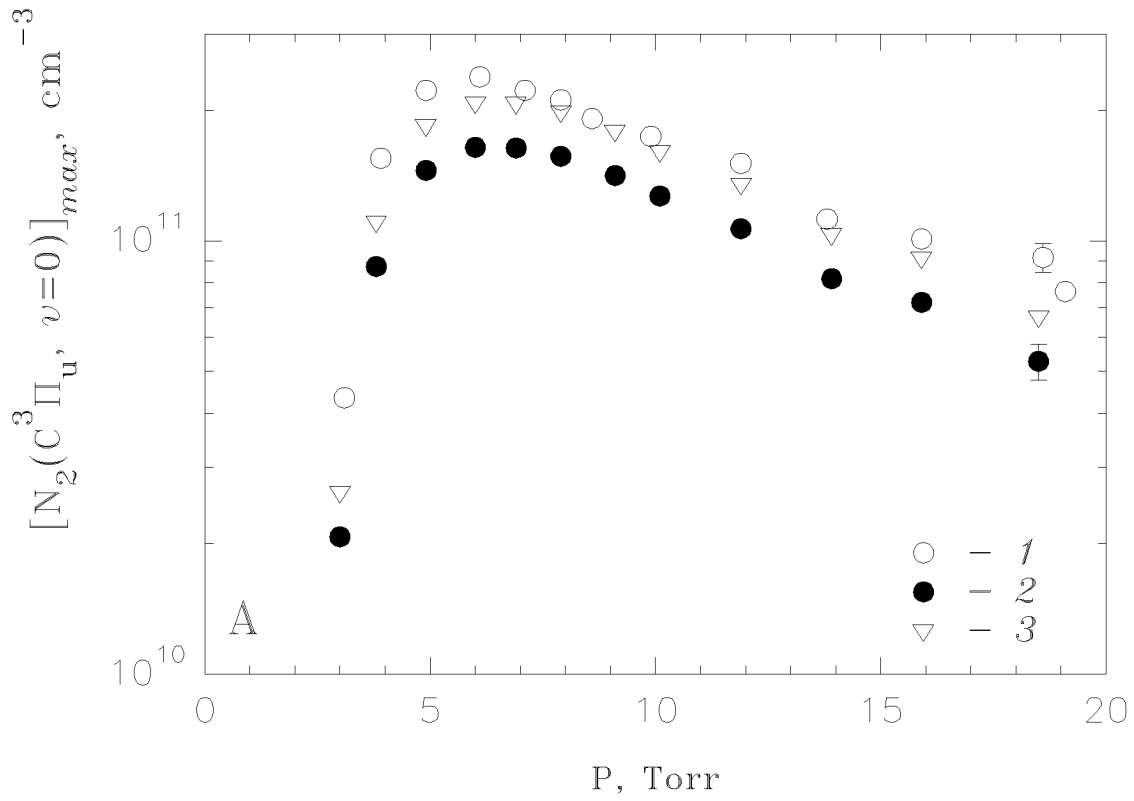


Рис. 14: Зависимость пиковой концентрации от давления.

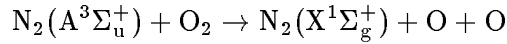
A – молекул $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$, **B** – ионов $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$. 1 – в чистом азоте, 2 – в воздухе, 3 – в воздухе, пересчет на единичную концентрацию $[N_2]$.

4 Обсуждение

4.1 Процессы, определяющие заселенность электронно-возбужденных состояний

Для последующей интерпретации экспериментальных результатов покажем, что в наших условиях при частоте следования $f = 40$ Гц концентрация электронно-возбужденных частиц в ВВИ мала по сравнению с концентрацией молекул азота в основном состоянии. Исходя из того, что возбуждение газа электронными ударами происходит за малые времена (до 100 нс), в режиме послесвечения (до 25 мс) будем рассматривать релаксацию возбужденных состояний без учета электронных столкновений с тяжелыми частицами.

Анализ кинетической схемы показывает [24], что существенную роль на больших временах ($10^{-3} - 10^{-6}$ с) могут играть молекулы $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Это нижний метастабильный уровень молекулярного азота с относительно невысокой энергией 6.17 эВ. Радиационное время жизни (13 с) гораздо больше рассматриваемых промежутков времени, что позволяет процессом радиационного расселения пренебречь. В кислородсодержащих смесях одним из доминирующих каналов тушения уровня $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ является диссоциация кислорода:



Константа скорости этого процесса равна $k_{O_2} = 1.63 \cdot 10^{-12}$ см³/с, что при давлении воздуха $P=10$ торр приводит к характерному времени процесса $\tau_{O_2} \sim 10$ мкс. Тушение рассматриваемой метастабиле происходит эффективно практически на всех молекулах, за исключением азота. Суммарная константа скорости столкновительного тушения уровня $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ молекулярным азотом не превосходит величины $k_{N_2} = 4.5 \cdot 10^{-17}$ см³/с [25], что приводит при $P=10$ торр в чистом азоте к времени релаксации $\tau_{N_2} \sim 0.1$ с. Однако, как показано в [24], в таком случае существенную роль начинает играть процесс диффузии возбужденных молекул на стенку с последующей там релаксацией в основное состояние. Исходя из коэффициента диффузии $D = 15$ см²/с при давлении $P=10$ торр и радиуса трубки $R = 0.88$ см получим время диффузии $\tau_w \simeq 9 \cdot 10^{-3}$ с.

Таким образом, с учетом того, что нарабатываемая за время импульса (25 нс) концентрация возбужденных частиц составляет $10^{12} - 10^{14}$ см⁻³, будем считать концентрацию электронно-возбужденных частиц перед импульсом пробоя близкой к термодинамически равновесной. Данная оценка неплохо согласуется с результатами других авторов. Отметим, что в виду низкой концентрации молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ использование собственного излучения полос $N_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+)$ или поглощения $N_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow V^3\Pi_g)$ для экспериментального определения концентрации метастабиле оказывается невозможным.

Релаксация остальных электронно-возбужденных состояний азота, так же как и рекомбинационные процессы происходят, согласно [24], на меньших временах. Таким образом в условиях настоящей работы заселение верхних электронных уровней происходит преимущественно прямым электронным ударом из основного состояния.

Заселенность возбужденных уровней определяется процессами возбуждения, радиационного расселения и тушения в столкновениях с тяжелыми частицами:

$$\left\{ \begin{array}{l} N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0) + e \xrightarrow{\sigma_{2^+}} N_2(C^3\Pi_u, v=0) + e \\ N_2(C^3\Pi_u) \xrightarrow{1/\tau_0^{2^+}} N_2(B^3\Pi_g) + h\nu^{2^+} \\ N_2(C^3\Pi_u, v=0) + N_2 \xrightarrow{k_q^{N_2}} products \\ N_2(C^3\Pi_u, v=0) + O_2 \xrightarrow{k_q^{O_2}} products \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0) + e \xrightarrow{\sigma_{1-}} N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0) + 2e \\ N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0) \xrightarrow{1/\tau_0^{1-}} N_2^+(X^2\Sigma_g^+) + h\nu^{1-} \\ N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0) + N_2 \xrightarrow{k_{qi}^{N_2}} \text{products} \\ N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0) + O_2 \xrightarrow{k_{qi}^{O_2}} \text{products} \end{array} \right. \quad (7)$$

Здесь τ_0^i – радиационное время жизни соответствующего уровня, $k_{q(i)}^{N_2}$ – константа скорости тушения возбужденных молекул (ионов) молекулами N_2 , $k_{q(i)}^{O_2}$ – константа скорости тушения молекулами O_2 , σ_{2+} – сечение возбуждения азота на уровень $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$, σ_{1-} – сечение ионизации азота с образованием иона $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$.

4.2 Измерение констант скорости тушения

Спад интенсивности излучения обеих линий в диапазоне давлений, исследуемых в настоящей работе, с хорошей точностью можно описать экспоненциальной зависимостью $I = I_0 \exp(-t/\tau)$ (Рис.15). В раннем послесвечении (до 100 нс) релаксация электронно-возбужденных состояний в смесях $N_2 - O_2$ происходит за счет тушения в столкновениях и радиационного расселения. Уменьшение заселенности верхнего возбужденного уровня описывается уравнением:

$$\frac{d[N^*]}{dt} = -\frac{1}{\tau_0}[N^*] - k_{q(i)}^{N_2}[N_2][N^*] - k_{q(i)}^{O_2}[O_2][N^*] \quad (8)$$

где $[N^*]$ – концентрация частиц в возбужденном состоянии, τ_0 – радиационное время жизни уровня, $k_{q(i)}^{N_2}$, $k_{q(i)}^{O_2}$ – константы скорости тушения уровня молекул (ионов) N^* молекулярным азотом и кислородом. Решение этого уравнения есть

$$[N^*] = [N^*]_0 \exp(-t/\tau) \quad (9)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + k_{q(i)}^{N_2}[N_2] + k_{q(i)}^{O_2}[O_2]. \quad (10)$$

Здесь τ – наблюдаемое в эксперименте характерное время жизни уровня, обусловленное суммой всех процессов.

На Рис.16 приведена зависимость $1/\tau$ от давления газа для уровней $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ в различных смесях при $T=300$ К. Радиационное время жизни уровней получали путем экстраполяции данных к нулевому давлению. Константы скоростей тушения находили по углу наклона прямой $1/\tau(P)$ согласно уравнению (10).

Найденные константы скорости и времена жизни электронно-возбужденных состояний сведены в Таб.2,3. Экспериментальная ошибка была обусловлена, во-первых, погрешностью, возникающей при обработке данных по затуханию излучения ($\approx 7\%$), во-вторых – точностью измерения давления ($< 1\%$), а также незначительным разогревом газа в разрядном промежутке ($\sim 1\%$).

Как показано в [56], во фронте высокоскоростной волны ионизации приведенная напряженность электрического поля достигает больших значений (несколько кВ/(см·торр)). Столь большие поля существуют 3–5 нс. При этом часть электронов переходит в режим "убегания". Максимальная энергия "убегающих" электронов может достигать удвоенной величины импульса напряжения [12] (в условиях нашего эксперимента $2U_{max} \approx 30$ кВ). За

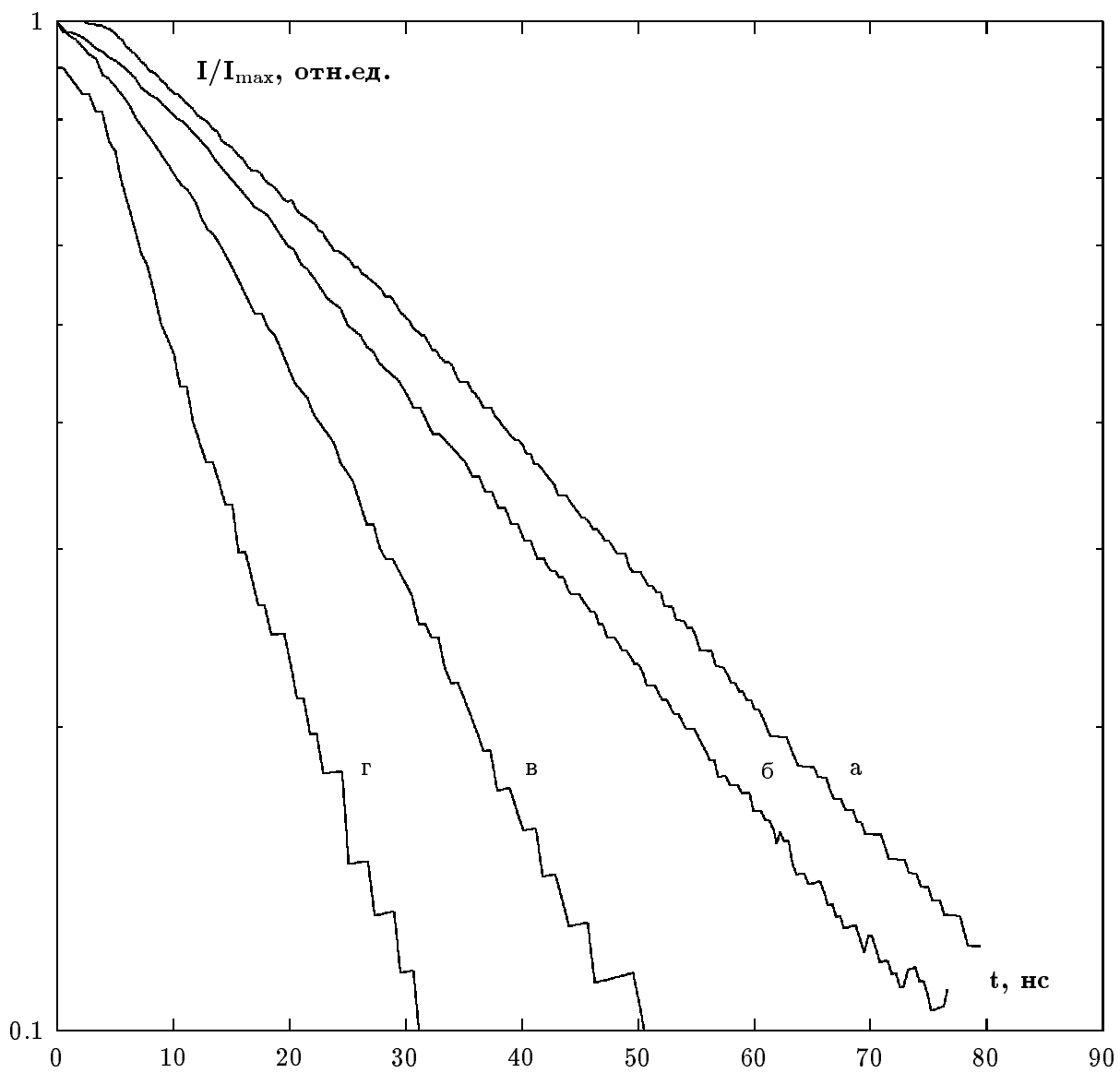


Рис. 15: Характерные осциллограммы спада интенсивности излучения. Азот.
 2^+ , $0 \rightarrow 0$: а – P=8 торр; 1^- , $0 \rightarrow 0$: б – P=1 торр, в – P=3 торр, г – P=8 торр.

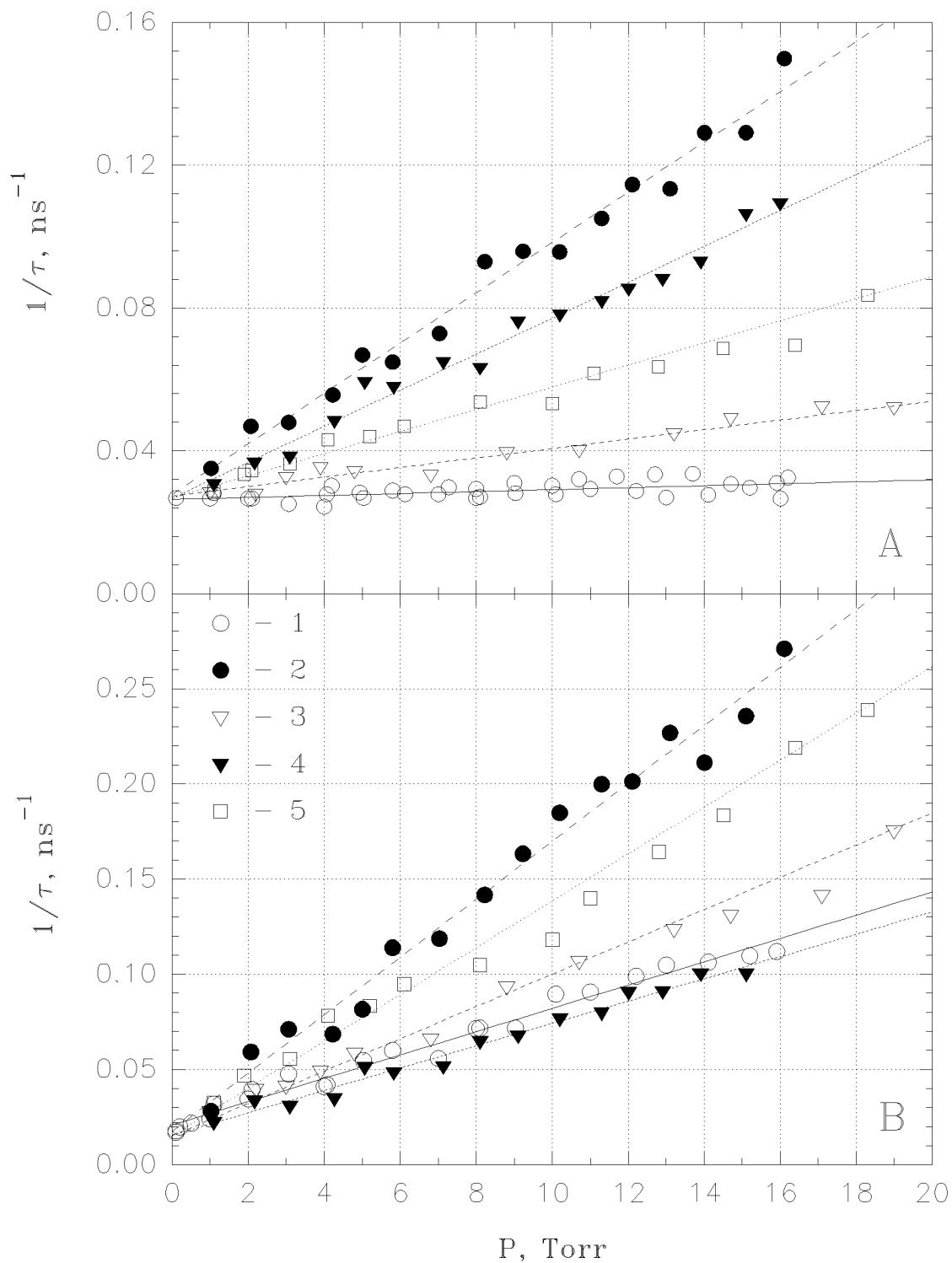


Рис. 16: Зависимость обратного наблюдаемого времени жизни уровней от давления в различных смесях.

А – для $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$, **В** – для $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$: 1 – чистый азот, 2 – смесь 20% N_2 и 80% O_2 , 3 – смесь 90% N_2 и 10% H_2 , 4 – смесь 33% N_2 и 67% CO , 5 – смесь 57.1% N_2 , 28.6% H_2 и 14.3% O_2 .

Таб. 2: Время жизни и константы тушения уровня $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ молекулами N_2 и O_2 .

$\tau_0^{2+} (10^{-9} \text{ с})$	$k_q^{N_2} (10^{-11} \text{ см}^3/\text{с})$	$k_q^{O_2} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	Источник
37±6	1.2±0.2	3.4±0.7	[29]
37±3	1.5±0.2	1.35±0.13	[30]
30±2	1.12±0.06	2.85±0.18	[31]
45.4	1.2	—	[32]
40.5±1.3	1.31±0.01	—	[33]
—	1–2	2.6	[34]
—	1.1	3.12	[35]
37±4	0.9±0.3	2.7±0.3	Д.Р.*

Таб. 3: Время жизни и константы тушения уровня $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ молекулами N_2 и O_2 .

$\tau_0^{1-} (10^{-9} \text{ с})$	$k_{qi}^{N_2} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	$k_{qi}^{O_2} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	Источник
66	2.2–8.2	—	[26]
64±6	8.2±1.6	—	[27]
—	4.53	7.36	[35]
—	7.5	—	[36]
58±8	2.1±0.2	5.1±0.5	Д.Р.*

Таб. 4: Время жизни и константы тушения уровня $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ молекулами H_2 , CO и H_2O .

$\tau_0^{2+} (10^{-9} \text{ с})$	$k_q^{H_2} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	$k_q^{CO} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	$k_q^{H_2O} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	Источник
29	—	—	4.12	[37]
37±4	3.2±0.3	2.4±0.2	3.0±0.3	Д.Р.*

Таб. 5: Время жизни и константы тушения уровня $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ молекулами H_2 , CO и H_2O .

$\tau_0^{1-} (10^{-9} \text{ с})$	$k_{qi}^{H_2} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	$k_{qi}^{CO} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	$k_{qi}^{H_2O} (10^{-10} \text{ см}^3/\text{с})$	Источник
62±6	6.8±0.7	1.9±0.2	8.6±0.9	Д.Р.*

Д.Р. – данная работа.

фронтом волны ионизации величина приведенной напряженности электрического поля снижается от величины порядка 200 В/(см·торр) вблизи фронта до нуля к моменту окончания импульса.

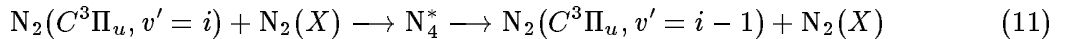
При измерении времени жизни и констант скоростей тушения необходимо, таким образом, проанализировать возможность дополнительного заселения возбужденных состояний электронным ударом в процессе релаксации ФРЭЭ в слабых полях за фронтом ВВИ. Роль таких процессов зависит, в первую очередь, от полной энергии, запасенной электронами, и от скорости ее диссипации при неупругих электронно-молекулярных столкновениях.

Для проверки влияния возможности дополнительной накачки уровней $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ остаточными полями за фронтом волны ионизации была проведена серия экспериментов, в которых ВВИ возбуждалась импульсами высокого напряжения с малой длительностью (5 нс на полувысоте). Сопоставление осциллограмм показало, что накачка существенна только в случае слабого тушения (тушение $N_2(C^3\Pi_u)$ молекулами N_2) на временах до $t^* \sim 15$ нс после достижения максимума излучения. В экспериментах с малой длительностью импульсов высокого напряжения время t^* уменьшается до ~ 10 нс. При $t > t^*$ спад излучения моноэкспоненциален, а значения τ_0 и k_q в пределах точности эксперимента совпадают для обеих длительностей импульса высокого напряжения. Дополнительным свидетельством отсутствия существенного влияния "подкачки" возбужденных состояний электронным ударом при $t > t^*$ является хорошее совпадение полученных в настоящей работе данных по радиационным временам жизни с литературными данными, поскольку именно при самых низких давлениях скорость остывания ФРЭЭ минимальна. Таким образом, возбуждение электронных уровней за фронтом волны ионизации в условиях настоящей работы не оказывало влияния на результаты измерений.

Определенные из эксперимента времена жизни состояний $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ хорошо совпадают с имеющимися в литературе данными (Таб.2,3).

Тушение $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ на азоте идет более чем на порядок величины медленнее, чем на других молекулах (Таб.2). Данные большинства предшествующих работ лежат в диапазоне $(1-2) \cdot 10^{-11}$ см³/с за единственным исключением [58], где получено значение $k_q^{N_2} = 3 \cdot 10^{-12}$ см³/с. Константа скорости тушения $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$, измеренная в настоящей работе, равна $k_q^{N_2} = (0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-11}$ см³/с, что неплохо согласуется с основным массивом данных.

В работе [33] обсуждается возможность дополнительной накачки состояния $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ в процессе колебательной релаксации уровней $v' = 1, 2$ (11):



которая может приводить к уменьшению наблюдаемой константы скорости тушения. При этом заселенность уровня $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ описывается уравнением:

$$\frac{d[v' = 0]}{dt} = -\frac{1}{\tau_0}[v' = 0] - k_q^{N_2}[v' = 0][N_2] + k_*[v' = 1][N_2] \quad (12)$$

Основной рост заселенности колебательных уровней состояния $N_2(C^3\Pi_u)$ происходит непосредственно за фронтом волны ионизации. Соотношение заселенностей $[v' = 1]/[v' = 0]$ при этом практически не зависит от длительности импульса, являясь, с хорошей точностью, отношением соответствующих факторов Франка-Кондона для перехода из основного состояния молекулы азота на рассматриваемые уровни. Тогда длина начального немонотонного участка спада излучения (при $t < t^*$) не должна зависеть от длительности импульса высокого напряжения. Зависимость величины t^* от длительности импульса напряжения свидетельствует о том, что начальный участок зависимости $I(t)$ объясняется

дополнительной накачкой состояния $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ электронным ударом, а не релаксацией верхних колебательных уровней.

Профиль спада излучения при наличии подкачки с верхних колебательных уровней может остаться моноэкспоненциальным при выполнении условия $[v' = 1](t) \sim [v' = 0](t)$, а эффективная измеряемая константа тушения тогда определится выражением:

$$K_q^{N_2} = k_q^{N_2} \left(1 - \frac{k_* [v' = 1]}{k_q^{N_2} [v' = 0]} \right) \quad (13)$$

С целью проверки возможности такого механизма заселения уровня $N_2(v = 0)$ в настоящей работе диапазон измерений по давлению был расширен до 30 торр и измерены относительные заселенности уровней $v = 0, 1, 2$. Результаты этих измерений показали, что механизм типа (11) в условиях нашей работы не играет существенной роли. Более детальный анализ этих данных выходит за рамки настоящей работы. Заметим, что в работах [29]-[3] значение $k_q^{N_2}$, близкие к данным [33], получены без учета процесса (13) при сходных условиях возбуждения.

Предложенный метод измерения отличается простотой и универсальностью и может быть использован для получения сечений тушения в других газах или газовых смесях.

В целях применения предлагаемой ниже методики восстановления функции распределения электронов по энергии в различных азотсодержащих смесях были проведены, согласно вышеизложенному, измерения констант скорости тушения уровней $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ молекулярным водородом H_2 , монооксидом углерода CO и водяными парами H_2O . Для этих целей использовались смеси $N_2 : CO$ (1:2), $N_2 : H_2$ (9:1) и $N_2 : H_2 : O_2$ (4:2:1) при давлениях от 0.1 до 20 торр. Зависимости наблюдаемого обратного времени жизни уровней от давления газа приведены на Рис.16, и полученные значения констант скорости тушения сведены в Таб.4,5.

Для смеси $N_2-H_2-O_2$ термодинамически равновесным состоянием при комнатной температуре является смесь азота с водяными парами (при давлениях, не превышающих давления насыщенных паров: при $T=300$ К $P_{нас}=25$ торр [18]). Проведенные исследования показывают, что в условиях ВВИ полная диссоциация водорода, наблюдаемая по континууму излучения в коротковолновой части спектра, происходит в наших условиях за времена порядка 3–5 мин, что позволяет считать газовый состав в разряде близким к равновесному. Давление паров H_2O при этом пересчитывалось из стехиометрических соотношений.

Для оценки сверху констант скорости тушения иона азота воспользуемся теорией Ланжевена (модель захвата, [38, 39]):

$$k_L = 2\pi Ze\sqrt{\alpha/\mu} \cdot f(D, T), \quad (14)$$

где Ze – заряд иона, α – поляризуемость тушащей молекулы, μ – приведенная масса сталкивающихся частиц, $f(D, T)$ – фактор учета полярности молекул. Необходимые для расчета параметры молекул были взяты из [38, 40] и приведены вместе с результатами расчета в Таб.6. Как видно, оцененные значения констант скорости тушения, систематически завышены от 20 % для молекул O_2 до 4х раз для H_2O , что связано, по всей видимости, с точностью применяемой теории. Современные методы, позволяющие получить сечения перезарядки (как резонансной, так и нерезонансной) с точность до десятка процентов, сложны и не допускают аналитических решений.

Хорошее согласие констант скорости тушения $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ на различных партнёрах и сравнение с константами скорости перезарядки говорит о том, что именно перезарядка является основным процессом, ответственным за столкновительное тушение данного

Таб. 6: Константы скорости перезарядки по теории Ланжевена.

	μ , а.е.м.	α , Å ³	$f(D,T)$	$k_L, 10^{-10}$ см ³ /с
N ₂	28	1.740	1.00	4.9
O ₂	32	1.571	1.00	6.3
H ₂	2	0.767	1.00	13
CO	28	1.95	1.03	5.3
H ₂ O	18	2.92	3.40	36

состояния.

4.3 Кинетическое рассмотрение процессов возбуждения

Уравнение, описывающее изменение концентрации частиц в возбужденном состоянии $[N^*]$ с учетом возбуждения электронным ударом, радиационным рассеянием и столкновительным тушением, выглядит следующим образом:

$$\frac{d[N^*]}{dt} = Q - \frac{1}{\tau_0}[N^*] - k_{q(i)}^{N_2}[N_2][N^*] - k_{q(i)}^{O_2}[O_2][N^*], \quad (15)$$

где Q – скорость возбуждения электронных состояний азота электронным ударом из основного. $Q(t)$ можно восстановить из экспериментальных данных (измеряя динамику абсолютной концентрации частиц $[N^*](t)$) при учете процессов рассеяния:

$$Q(t) = \left(\frac{\partial [N^*]}{\partial t} \right)_{exc} = \frac{d[N^*]}{dt} + \frac{1}{\tau_0}[N^*] + k_{q(i)}^{N_2}[N_2][N^*] + k_{q(i)}^{O_2}[O_2][N^*] \quad (16)$$

С другой стороны, скорость заселения определяется концентрациями электронов n_e и молекул азота в основном состоянии $[N_2]$, сечением процесса возбуждения σ и функцией распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$:

$$Q = n_e [N_2] \int_{\varepsilon_k}^{+\infty} \sigma(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon = n_e [N_2] \langle \sigma v \rangle, \quad (17)$$

где ε_k – энергетический порог возбуждения состояния. Для ФРЭЭ принята единичная нормировка с весовым коэффициентом $\sqrt{\varepsilon}$:

$$\int_0^{+\infty} \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon = 1 \quad (18)$$

4.3.1 Анализ функции распределения электронов по энергиям

Эволюция функции распределения электронов $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$ описывается кинетическим уравнением Больцмана [41]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f - \frac{e}{m_e} \vec{E} \cdot \nabla_{\vec{v}} f = \text{St}[f] \quad (19)$$

Наиболее хорошо развиты методы численного решения этого уравнения в стационарном пространственно однородном случае. В не очень сильных полях анизотропию функции распределения можно учитывать в виде поправки к основной, симметричной ее части (двучленное приближение). Для молекулярного азота в ряде работ [42, 43] проведен анализ точности данного представления путем оценки остаточных членов разложения по полиномам Лежандра и сравнения полученных результатов с моделированием методом Монте-Карло. Показано, что такие интегральные характеристики, как средняя и характеристическая энергии, коэффициенты диффузии и подвижности, определяемые низкоэнергетической частью ФРЭЭ, могут быть найдены с точностью 25% вплоть до полей 1500 Td ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ В}\cdot\text{см}^2$).

Для решения уравнения Больцмана для низкоэнергетической части стационарной ФРЭЭ в настоящей работе также было использовано двучленное приближение. Предполагалось, что столкновения электрон-электрон и электрон-ион не вносят существенного вклада в процесс, что хорошо выполняется для относительно малых степеней ионизации газа ($\sim 10^{-4}$) и полной концентрации электронов ($\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$) в условиях данной работы.

При моделировании принимались во внимание упругие столкновения [44], процессы вращательного возбуждения [45], заселения первых десяти колебательных уровней основного состояния молекулы азота [46, 47], возбуждение 11 нижних электронных уровней N_2 [48] и ридберговских состояний; потери энергии на ионизацию [49, 50] и диссоциацию [51, 52].

Кроме того, предполагалось, что реализуется пространственно однородный случай ФРЭЭ, находящейся в равновесии с локальным электрическим полем. Данное условие заведомо нарушается вблизи фронта потенциала, где значение приведенного электрического поля может более чем на порядок величины превышать порог убегания электронов, однако последующий спад полей до 100-400 Td позволяет использовать двучленное приближение [15].

При этом формирующийся вблизи фронта ВВИ поток убегающих электронов с энергиями порядка десятков кэВ вызывает появление вторичных электронов, спектр распределения которых по энергии имеет степенной характер и очень медленно убывает с увеличением энергии [53]. При решении нестационарного уравнения Больцмана в [54] показано, что в молекулярном азоте при давлениях в единицы торр время “остывания” спектра вторичных электронов после прекращения действия пучка в области энергий 10-100 эВ составляет десятки наносекунд, что может приводить на малых временах к значительному переобогащению ФРЭЭ в этой области по сравнению со значениями, получаемыми расчетом в двучленном приближении.

Поскольку численное решение нестационарного уравнения Больцмана в двумерной постановке в самосогласованном поле, превышающем порог убегания электронов, сопряжено со значительными вычислительными трудностями, в данной работе предпринята попытка проанализировать возможность описания функции распределения электронов по энергии в ВВИ как с помощью двучленного приближения, так и с использованием аналитических аппроксимаций.

4.3.2 Модельные функции распределения электронов по энергиям

Часто при описании газового разряда для оценок концентрации электронов и их средней энергии часто используются две модельных ФРЭЭ (см., например, [55]). Распределение Максвелла (20) получается при решении кинетического уравнения Больцмана в постоянном электрическом поле E при учете только упругих процессов в предположении постоянства частоты транспортного рассеяния $\nu_{tr}(v_e) = \text{const}$ при $T_e \gg T_g$. Параметром распределения

является средняя энергия электронов ε_e :

$$f_m(\varepsilon) = \frac{3\sqrt{3}}{\sqrt{2\pi}} \varepsilon_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_e}\right) \quad (20)$$

$$\varepsilon_e = \int_0^{+\infty} \varepsilon \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (21)$$

Распределение Дрюйвестейна (22) получается при аналогичных предположениях, но постоянным считается не частота столкновений, а длина свободного пробега. В этом случае $\nu_{tr}(\varepsilon) \sim \sqrt{\varepsilon}$.

$$f_d(\varepsilon) = \frac{3\sqrt{3}}{4\Gamma[3/4]} \varepsilon_e^{-3/2} \exp\left(-\frac{9}{16} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_e}\right)^2\right), \quad (22)$$

где $\Gamma[3/4] \simeq 1.2$ – гамма-функция.

Для распределения Дрюйвестейна характерен более быстрый спад числа электронов в “хвосте”, чем в максвелловском случае. Как правило, максвелловская ФРЭЭ более точно описывает кинетику в случае пробоя газа в высоких полях. Однако в воздухе (азоте) частота упругих потерь зависит от энергии немонотонным образом [55], резко снижаясь в диапазоне 1.5 – 5 эВ. При этом на формирование ФРЭЭ в максимуме распределения существенное влияние оказывают неупругие процессы (в основном возбуждение колебательных степеней азота). Поскольку при пробое сильно перенапряженных промежутков средняя энергия электронов лежит именно в этом диапазоне, мы дополнительно рассмотрели ФРЭЭ для:

$$\nu_{tr}(v_e) \sim \sqrt{\frac{1}{v_e}} \quad (23)$$

Интегрирование уравнения Больцмана в стационарном однородном случае приводит к решению:

$$f(v) = C \exp\left(-\frac{3m_e^3}{Me^2E^2} \int_0^v \nu_{tr}^2(u) u du\right), \quad (24)$$

где m_e и M – масса электронов и тяжелых частиц соответственно, e – элементарный заряд. Отсюда, в предположении (23), получаем:

$$f_{1/2}(\varepsilon) = 6\sqrt{3} \varepsilon_e^{-3/2} \exp\left(-2\sqrt{3} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_e}\right)^{1/2}\right) \quad (25)$$

Данная ФРЭЭ характеризуется медленным спадом числа электронов в “хвосте” распределения.

На Рис.17 приведен результат расчета ФРЭЭ в двучленном приближении f_b при $E/n = 400$ Td ($\varepsilon_e = 8.7$ эВ). На этом же рисунке показаны модельные ФРЭЭ (20, 22, 25) при той же средней энергии $\varepsilon_e = 8.7$ эВ. Спектр рождения вторичных электронов при импульсном воздействии на молекулярный азот пучком электронов с энергией 1 кэВ взят из [54].

Как абсолютная скорость возбуждения $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$, так и соотношение этих скоростей существенным образом зависят от вида ФРЭЭ. Из приведенного

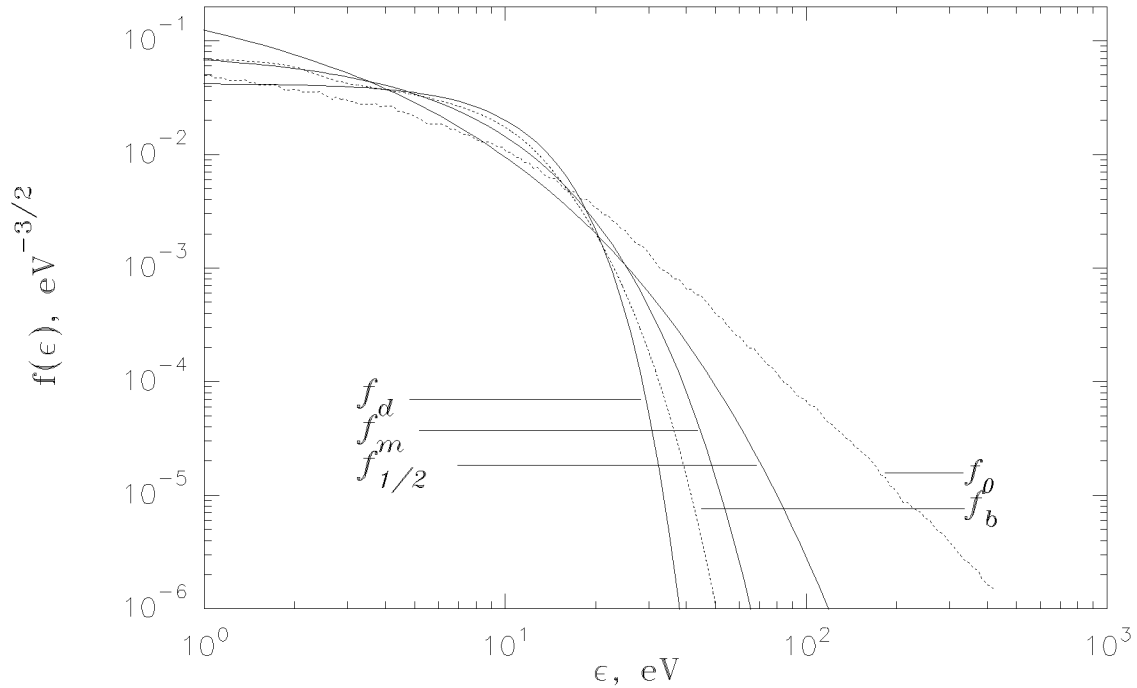


Рис. 17: Функции распределения электронов по энергиям.

f_d – дрейфвейстеновская ФРЭЭ, f_m – максвелловская ФРЭЭ, $f_{1/2}$ – модельная ФРЭЭ (25), f_ρ – спектр рождения вторичных электронов при импульсном воздействии на молекулярный азот пучком электронов с энергией 1 кэВ из [54], f_b – результат решения стационарного уравнения Больцмана в двучленном приближении,

графика хорошо видно, что распределение $f_{1/2}$ (25) представляет собой промежуточный вариант между спектром рождения вторичных электронов и стационарным распределением во внешнем электрическом поле; следует ожидать, как это и будет показано ниже, что данная ФРЭЭ наиболее адекватно описывает процесс заселения высоколежащих электронных состояний в волне ионизации, формирующей на фронте пучковое распределение электронов.

Подчеркнем, что из-за относительно высокой напряженности электрического поля за фронтом ВВИ ($\sim 100 - 500$ Td), продолжающееся размножение электронов формирует в низкоэнергетической части спектра распределение, близкое к решению уравнения Больцмана в двучленном приближении. Значительные отклонения от этого решения начинаются в диапазоне энергий выше 15–20 эВ и практически не сказываются на таких интегральных свойствах распределения, как средняя энергия и дрейфовая скорость. В то же время вклад деградиационного спектра [54] является определяющим при анализе возбуждения высоколежащих электронных состояний.

Наличие независимых измерений концентрации электронов и электрического поля в ВВИ в аналогичных условиях [56] позволяет проанализировать возможность использования различных типов ФРЭЭ в условиях разряда при высоких перенапряжениях на ранних стадиях.

4.4 Восстановление средней энергии и концентрации электронов в разряде

Из (17) следует, что отношение W скоростей заселения уровней $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ зависит для каждой из ФРЭЭ от средней энергии электронов ε_e :

$$W(\varepsilon_e) = \frac{Q_{N_2(C^3\Pi_u)}}{Q_{N_2^+(B^2\Sigma_u^+)}} = \frac{\int_{\varepsilon_2}^{+\infty} \sigma_{2+\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon_1}^{+\infty} \sigma_{1-\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (26)$$

Сопоставляя рассчитанное значение $W(\varepsilon_e)$ с определенным из эксперимента отношением скоростей заселения (16), для каждой из ФРЭЭ можно определить свое значение средней энергии ε_e .

Значения сечений процессов пересчитывались из функций возбуждения спектральных полос азота по известным коэффициентам Франка-Кондона для второй положительной [20] и первой отрицательной [57] систем азота и приведены на Рис.18.

Зависимость $W(\varepsilon_e)$, полученная путем численного интегрирования правой части равенства (26), приведена на Рис.19. Видно, что выбор типа ФРЭЭ оказывает сильное влияние на вычисляемое значение средней энергии электронов ε_e .

Точность же определения средней энергии δ_ε по экспериментально измеренным значениям W_{exp} с точностью δ_W в исследуемом диапазоне параметров ($W_{exp} = 1 - 10$) всегда остается достаточно высокой:

$$\frac{\delta_\varepsilon}{\varepsilon_e} = \left| \frac{1}{dW/d\varepsilon} \right| \frac{\delta_W}{W_{exp}} \simeq \frac{1}{10} \frac{\delta_W}{W_{exp}} \quad (27)$$

то есть, при точности определения W_{exp} порядка 20% точность восстановления средней энергии при заданном типе ФРЭЭ $\delta_\varepsilon/\varepsilon_e \simeq 2\%$.

По известной средней энергии электронов $\varepsilon_e(t)$ для каждого из распределений и экспериментально измеренных скоростей заселения электронные состояния $Q(t)$ были вычислены концентрации электронов $n_e(t)$. Из уравнения (17) следует:

$$n_e(t) = \frac{Q(t)}{[N_2] \int_{\varepsilon_k}^{+\infty} \sigma(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (28)$$

Характерные результаты на примере давлений 4, 10 и 19 торр в азоте приведены на Рис.20, Рис.21, Рис.22 соответственно:

- I) Экспериментально измеренные концентрации возбужденных частиц. 1 – в состоянии $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$, 2 – в состоянии $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$.
- II) Скорости нарастания концентрации возбужденных частиц. 1 – в состоянии $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$, 2 – в состоянии $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$.
- III) Динамика изменения средней энергии электронов для различных ФРЭЭ, расчет по (26). 1 – расчет с использованием стационарного двучленного приближения f_b , 2 – для Дрюй-вестейновской ФРЭЭ f_d , 3 – для Максвелловской ФРЭЭ f_m , 4 – для моноэнергетического распределения, 5 – для распределения $f_{1/2}$.
- IV) Динамика изменения концентрации электронов для различных ФРЭЭ, расчет по (28). Обозначения те же.
- V) Динамика изменения электрического поля, восстановленная по ε_e для $f_{1/2}$.

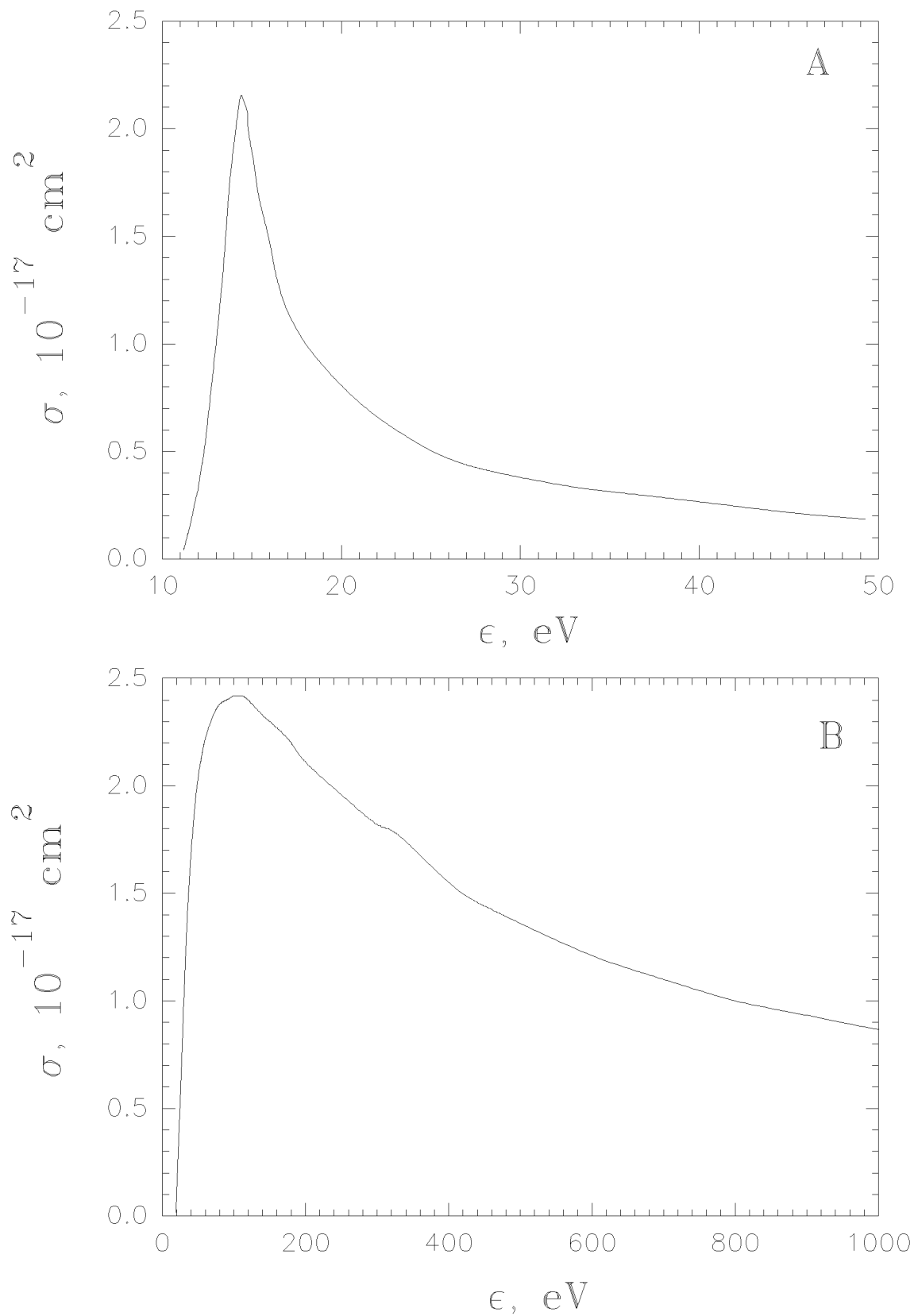


Рис. 18: Сечения возбуждения.
А – состояния $\text{N}_2(C^3\Pi_u, v=0)$, **В** – состояния $\text{N}_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$.

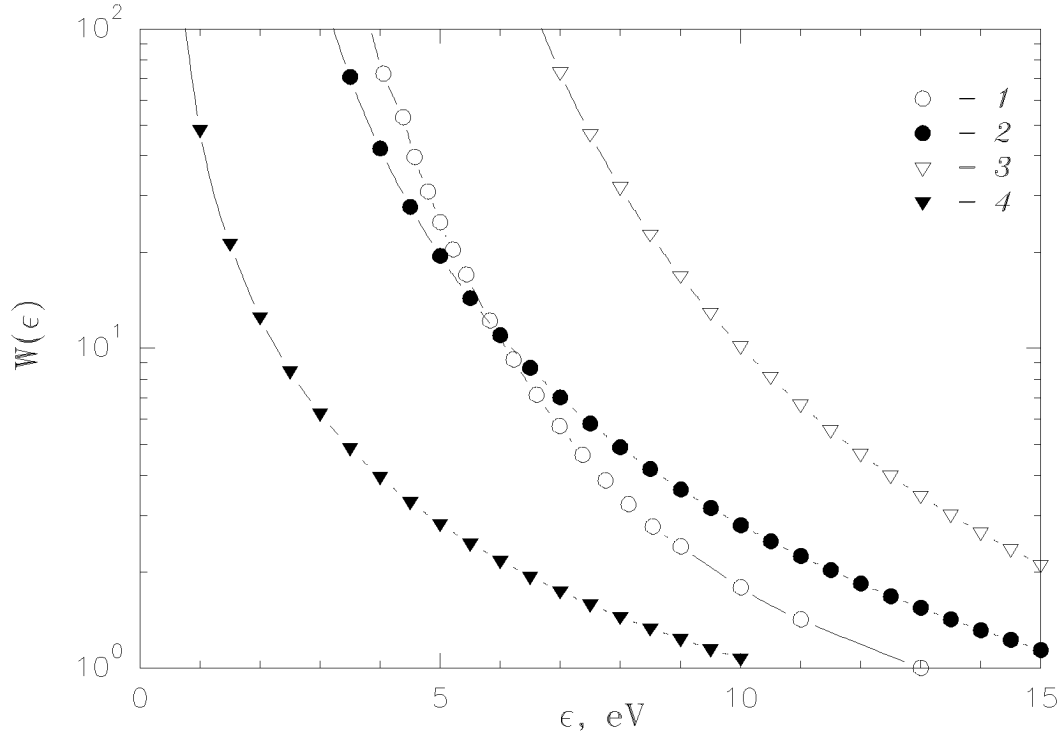


Рис. 19: Отношение скоростей заселения $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ в зависимости от средней энергии электронов для различных ФРЭЭ.

1 – f_b , 2 – f_m , 3 – f_d , 4 – $f_{1/2}$.

На приведенных графиках начальный момент времени 10–15 нс выбран произвольно. Далее будет проведена временная привязка с фронтом высоких полей в ВВИ. Достоверный временной интервал измерений ограничен временем $\tau \simeq 35$ нс, когда скорость возбуждения становится меньше скорости тушения для уровня $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$. Процессами рекомбинации электронов на таких временах можно пренебречь, а уменьшение скорости возбуждения уровней обусловлено снижением энергии электронов. Следовательно, концентрация электронов должна монотонно нарастать в течение импульса и выходить на постоянное значение. Тогда одним из критериев точности аппроксимации реальной ФРЭЭ рассматриваемыми должен быть выход концентрации электронов на постоянное значение к концу времени возбуждения.

Из Рис.20-22(IV) видно, что только для ФРЭЭ (25) концентрация электронов ведет себя подобным образом: максимум вычисляемых значений n_e достигается через 30 нс и не меняется до конца импульса. Для остальных типов ФРЭЭ профиль $n_e(t)$ практически повторяет экспериментально наблюдаемый профиль скорости заселения возбужденных состояний с сильным спадом на больших временах.

Причиной столь сильного расхождения является различное поведение ФРЭЭ разных типов вблизи порогов неупругих процессов. Для получения экспериментально наблюдаемого соотношения W_{exp} для f_b , f_m и f_d приходится положить $\epsilon_e > 10$ эВ (Рис.20-22(III)), то есть максимум ФРЭЭ близок по энергии к максимуму сечения σ_{2+} . Абсолютная скорость заселения $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ оказывается не зависящей от ϵ_e и определяется только текущим значением $n_e()$. Для $f_{1/2}$ средняя энергия электронов лежит значительно ниже порогов возбуждения $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ и спадает в 3 раза на рассматриваемом времен-

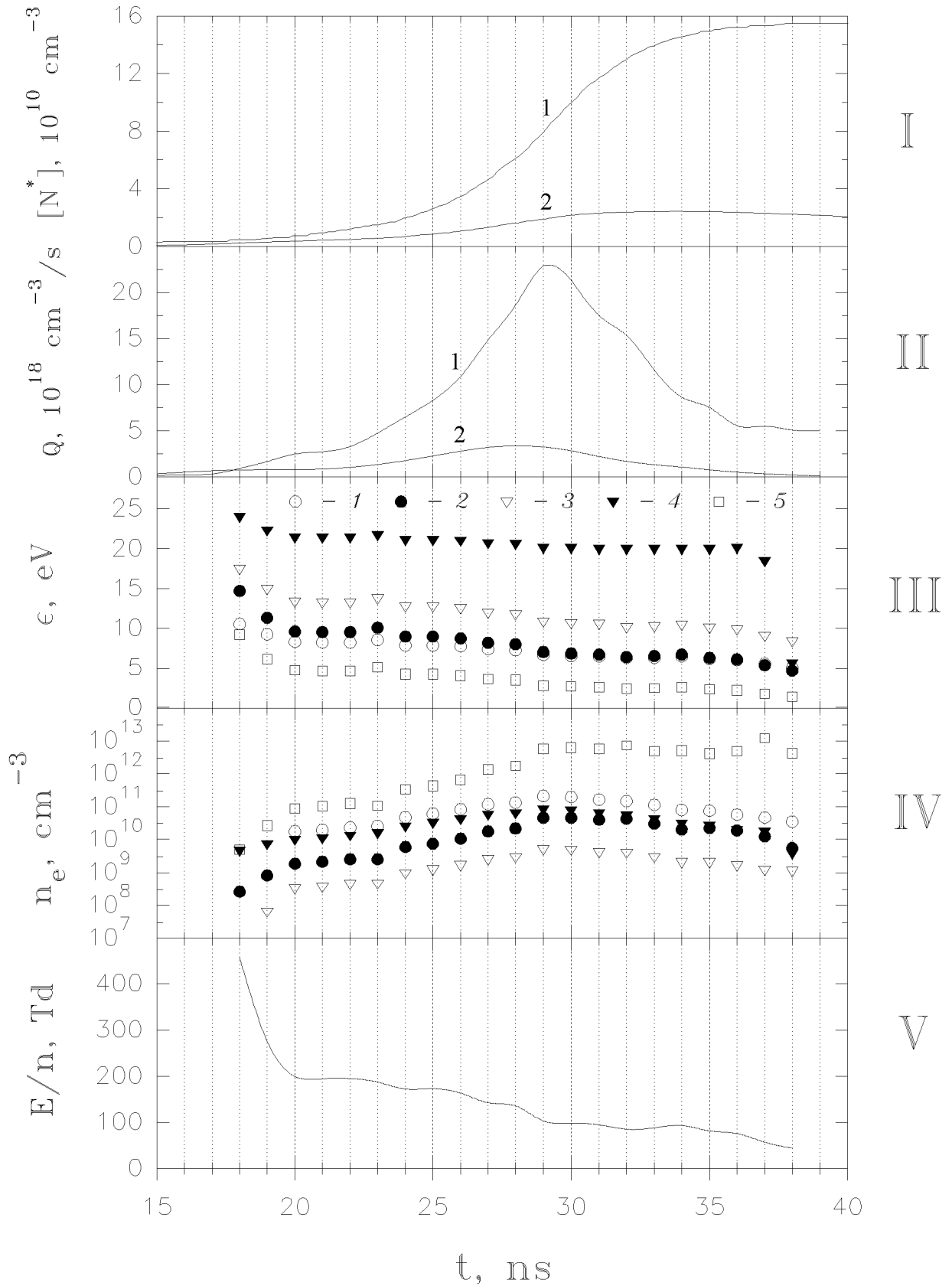


Рис. 20: Характерные результаты. Азот, давление $P=4$ торр.

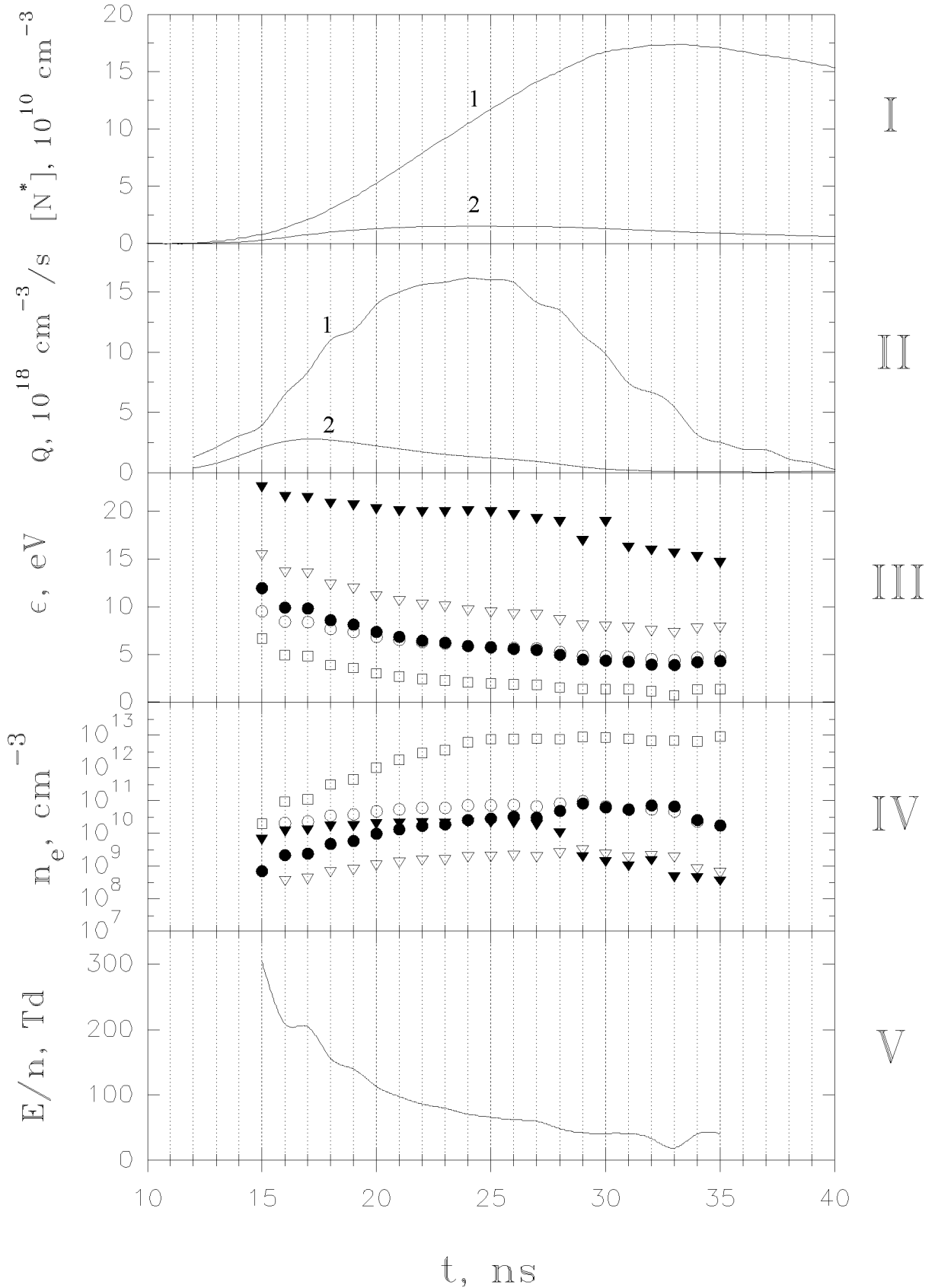


Рис. 21: Характерные результаты. Азот, давление $P=10$ торр.

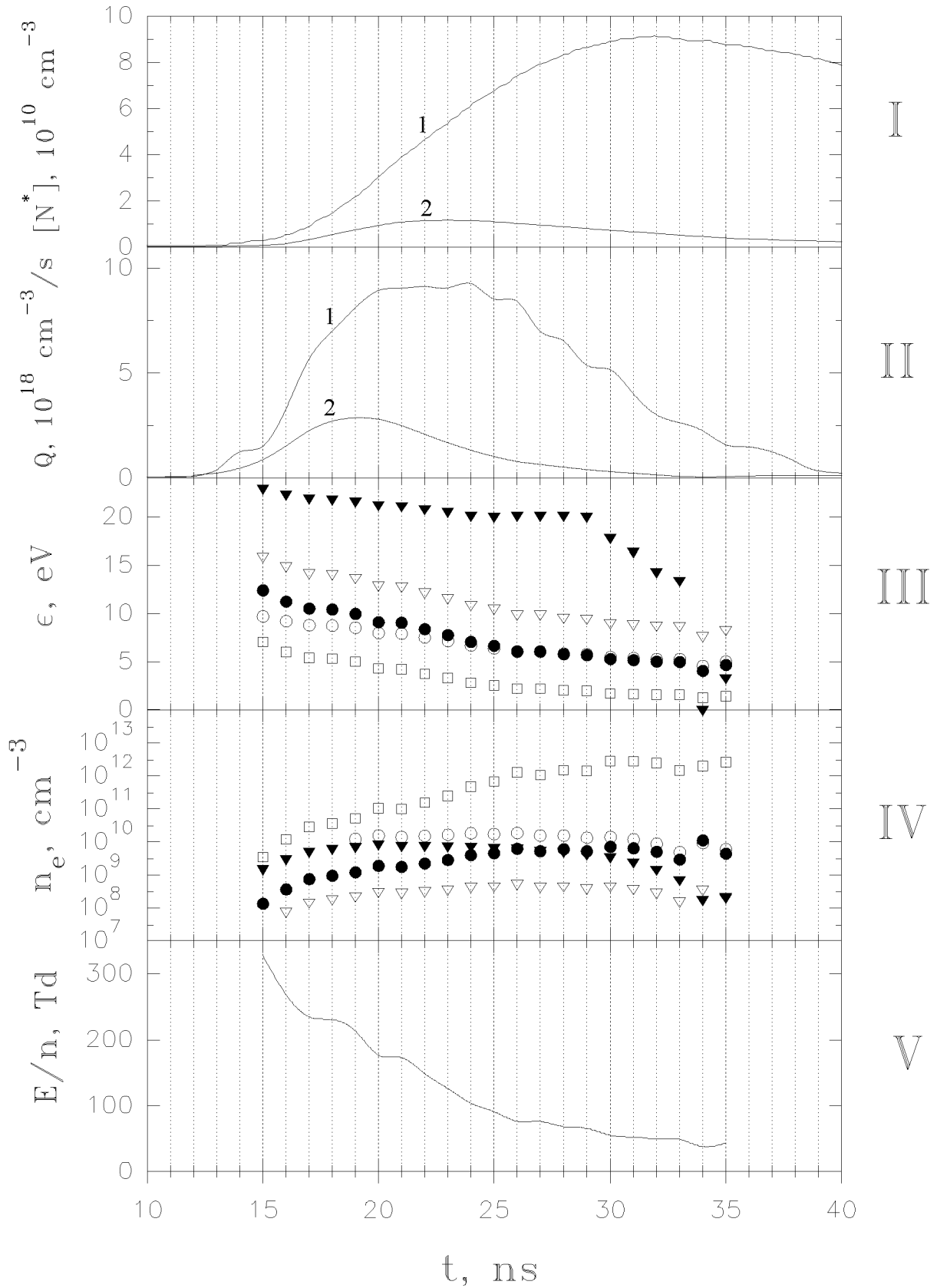


Рис. 22: Характерные результаты. Азот, давление $P=19$ торр.

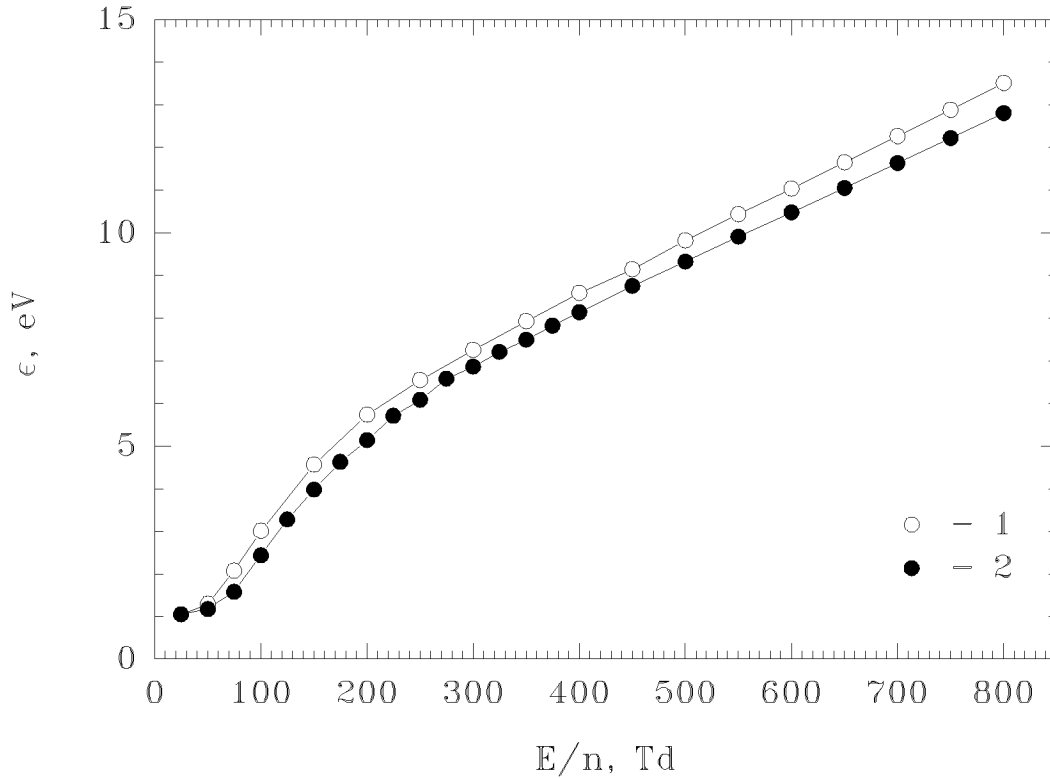


Рис. 23: Зависимость средней энергии электронов от приведенного электрического поля. 1 – в воздухе, 2 – в чистом азоте.

ном интервале. При этом снижение $Q(t)$ определяется уменьшением значения интеграла в (28) при сохранении значения n_e .

Необходимо отметить, что для определения средней энергии электронов достаточно знать лишь относительную интенсивность излучения переходов, поэтому точность калибровки ($\sim 15\%$) в основном влияет только на полученную концентрацию частиц.

4.5 Восстановление напряженности электрического поля в разряде

Как было указано выше, низкоэнергетическая часть функции распределения электронов по энергиям, определяющая среднюю энергию электронов, в не очень сильных приведенных электрических полях может быть получена при решении стационарного уравнения Больцмана в двучленном приближении. Функциональная зависимость средней энергии электронов от приведенных электрических полей может быть рассчитана с высокой степенью точности [43], что, в свою очередь, позволяет по полученному значению средней энергии электронов ε_e определить мгновенное значение приведенного электрического поля E/n (Рис.23).

На Рис.20-22(V) приведена динамика изменения электрического поля в течении импульса излучения, полученная по известной средней энергии электронов $\varepsilon_e(t)$, для ФРЭЭ $f_{1/2}$ (25). Как видно, приведенное электрическое поле монотонно уменьшается с 300 до 70 Td.

Для проверки самосогласованности полученных значений по известной зависимости средней энергии $\varepsilon_e(t)$ и концентрации электронов $n_e(t)$ для модельной ФРЭЭ (25) была посчитана константа скорости ионизации азота k^i . Интегральное сечение ионизации σ_i было взято из [49]. Из уравнения баланса электронов следует :

$$\begin{cases} k^i(t) = \frac{1}{n_e n_0} \frac{dn_e}{dt} \\ k^i(t) = \int_{\varepsilon_i}^{+\infty} \sigma_i(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon \end{cases} \quad (29)$$

Абсолютные значения констант скорости ионизации, полученные двумя различными методами, отличаются не более чем в два раза вплоть до окончания импульса. Отметим, что величина скорости ионизации, рассчитанная в двучленном приближении, примерно на порядок величины меньше и приводит к существенному расхождению с экспериментально наблюдаемыми величинами.

Наиболее надежно измерено в азоте сечение возбуждения уровня $N_2(C^3\Pi_u)$. В [42] приведена аппроксимация зависимости константы скорости возбуждения этого состояния от величины приведенного электрического поля, рассчитанная в двучленном приближении:

$$\lg k = -8.1 - \frac{218}{E/n} - \frac{4350}{(E/n)^2} Z \quad (30)$$

где Z – колебательная статсумма N_2 , E/n выражено в Td и k – в $\text{см}^3/\text{с}$.

С учетом полученной зависимости $(E/n)(t)$ и $n_e(t)$ в течение импульса и коэффициентов Франка-Кондона по уравнению (30) была рассчитана скорость заселения $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$. Из сравнения такого расчета и эксперимента следует, что скорость заселения относительно низколежащего уровня $N_2(C^3\Pi_u)$ хорошо описывается расчетом в двучленном приближении. Аналогичное сопоставление для высоколежащего уровня $N_2(B^2\Sigma_u^+)$ приводит к расхождению расчета в двучленном приближении и эксперимента более чем на порядок величины. Это позволяет подтвердить вывод о значительном вкладе в формирование ФРЭЭ непосредственно за фронтом ВВИ деградационного спектра вторичных электронов, порождаемых потоком убегающих электронов на фронте ВВИ.

В области относительно слабых полей за фронтом волны сохраняется возможность оценивать некоторые характеристики ФРЭЭ на основе решения уравнения Больцмана в двучленном приближении. В частности, удовлетворительно описывается средняя энергия электронов, дрейфовая скорость, константы возбуждения низколежащих уровней. В то же время для описания констант скорости заселения высоколежащих уровней и ионизации необходимо принимать во внимание значительное перезаселение высокоэнергетичной части ФРЭЭ за счет деградационного спектра.

Для проведения качественных оценок в условиях развития ВВИ хорошей аппроксимацией реальной ФРЭЭ можно считать модельное распределение $f_{1/2}$ (25), позволяющее правильно воспроизвести основные особенности формирования разряда и возбуждения различных состояний.

4.6 Сравнение с независимыми измерениями

На Рис.24 приведена зависимость от давления максимальной концентрации электронов для различных ФРЭЭ.

В работе [56] в тождественных условиях на основе измерений плотности заряда были восстановлены динамика электрического поля в разряде и концентрация электронов за фронтом ВВИ. Длительность фронта высоких полей в ВВИ составляет ~ 2 нс, максимальное значение приведенной напряженности электрического поля с давлением линейно падает от $E/n = 1.2 \cdot 10^4$ Td при давлении 1 торр до $E/n = 1.5 \cdot 10^3$ Td при давлении 16 торр. Концентрация же электронов за фронтом ВВИ слабо зависит от давления и в рассматриваемом диапазоне изменяется от $2 \cdot 10^{12}$ см^{-3} до $4 \cdot 10^{12}$ см^{-3} .

Наилучшее согласие с данными эксперимента обеспечивает расчет с использованием ФРЭЭ (25), который дает (Рис.24) практически точно совпадающие значения концентрации электронов по сравнению с измеренными в [56], отличия для остальных распределений превышают два порядка величины.

Для определения временной задержки Δt между максимумом электрического поля и максимальной скоростью заселения уровней дополнительно был проведен эксперимент по синхронной регистрации электрического сигнала (с помощью дифференцирующего емкостного датчика) и монохроматизированного излучения (с помощью коаксиального фотоэлемента). Максимальный вклад в излучение на временах ~ 10 нс вносит 0-0 переход второй положительной системы азота. Ошибка, внесенная учетом остальных переходов, не оказывает существенного влияния на определение момента максимальной скорости заселения уровня $N_2(C^3P_u, v=0)$. Данный факт был проверен экспериментально во всем диапазоне спектральной чувствительности фотокатода ФЭКа.

С другой стороны, значения Δt были определены из экспериментально полученных в данной работе скоростей заселения. Временная привязка $Q(t)$ и максимума электрического поля была выполнена путем сопоставления измеренной в [56] и рассчитанной зависимости $(E/n)(t)$. Полученные двумя способами значения Δt приведены на Рис.25. Отметим, что величина задержки хорошо коррелирует со временем нарастания излучения (Рис.13) для уровня $N_2(C^3P_u, v=0)$ и превышает аналогичную характеристику для $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ при высоких давлениях, что объясняется высокой скоростью тушения иона азота молекулами N_2 и O_2 .

4.7 Структура волны ионизации

На Рис.26 показана временная эволюция импульса электрического поля и величины заселения уровней $N_2(C^3P_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ при давлении $P = 4$ торр в азоте. Как хорошо видно из графика, импульс излучения начинается за фронтом ВВИ в приведенных полях $E/n \simeq 300$ Td. Максимум скорости заселения, определяемый не только константой скорости возбуждения электронных состояний, но и концентрацией электронов, достигается при полях $E/n \simeq 120$ Td во всем диапазоне рассматриваемых давлений. Таким образом, можно утверждать, что интенсивная наработка электронов, так же как и заселение электронных состояний, происходит за фронтом волны ионизации в остаточных полях, а моменты прихода в сечение “электрического” и “светового” фронтов ВВИ существенно разделены.

В настоящей работе изучалась фаза полностью сформировавшейся ВВИ на расстоянии 4 калибров экрана от высоковольтного электрода. Поскольку, как было показано в [17, 16], фронт свечения волны ионизации отрицательной полярности на большом расстоянии от электродов носит относительно однородный диффузный характер, для проведения последующих оценок будем предполагать квазиодномерность структуры сформировавшейся ВВИ. Как будет видно из дальнейшего, основную роль для анализа играет отношение концентрации электронов и возбужденных частиц в сечении, которое не зависит от конкретной формы фронта волны при ее небольших отклонениях от одномерной. Поэтому последующие выводы имеют достаточно универсальный характер.

Концентрация электронов во фронте ВВИ должна соответствовать величине q_c , обеспечивающей зарядку погонной емкости разрядного устройства C :

$$q_c = CU, \text{ для } C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_{cm}}{\epsilon_{cm}\ln(d_3/d_2) + \ln(d_2/d_1)}, \quad (31)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ_{cm} – диэлектрическая проницаемость стекла, d_1 и d_2 – соответственно внутренний и внешний диаметр стеклянной трубки, d_3 –

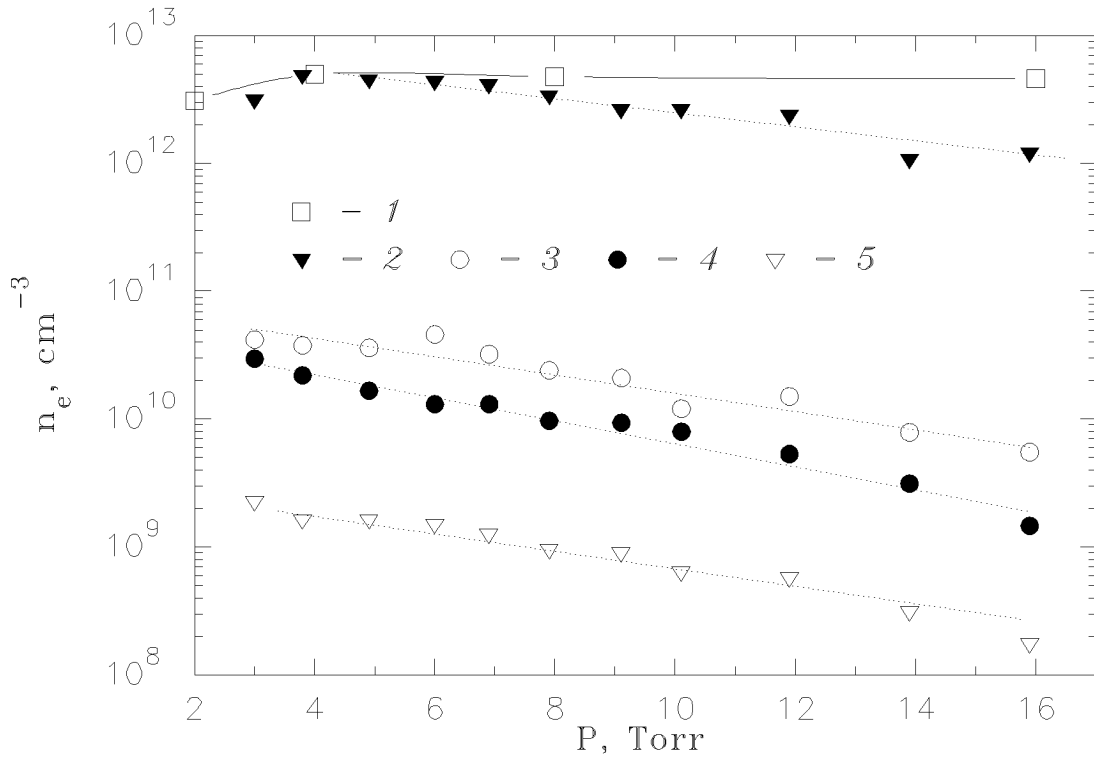


Рис. 24: Зависимость от давления максимальной концентрации электронов. 1 – результат измерений [56], 2 – расчет для $f_{1/2}$, 3 – f_b , 4 – f_m , 5 – f_d .

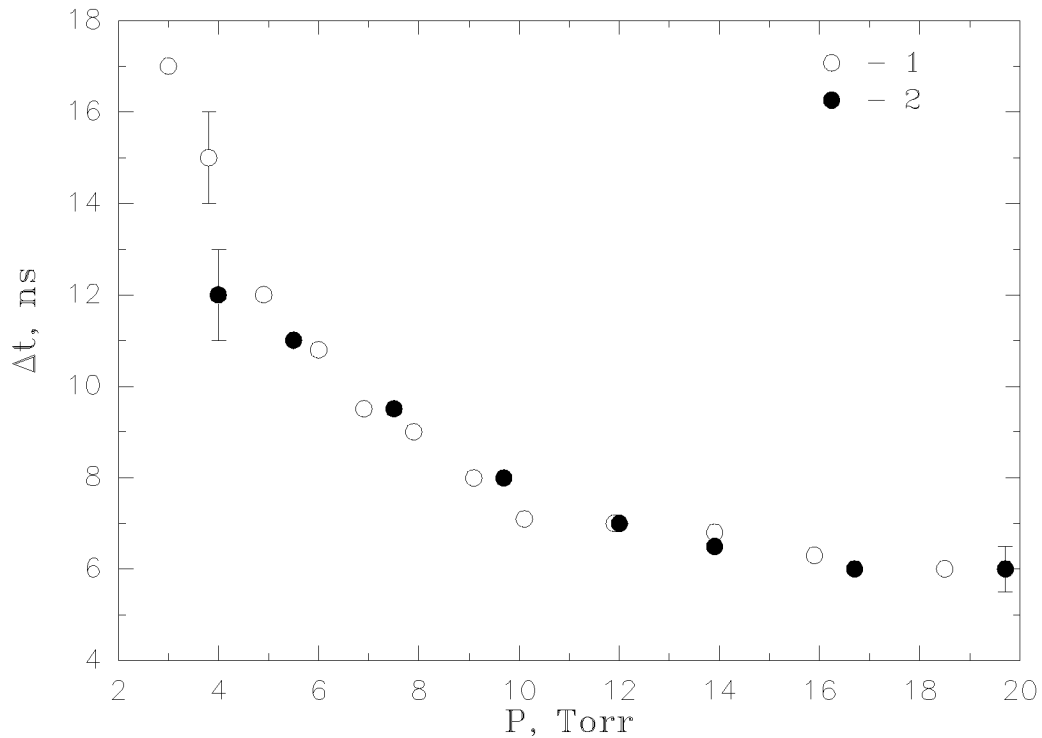


Рис. 25: Задержка времени достижения максимума скорости заселения по отношению к времени достижения максимального значения напряженности поля во фронте ВВИ. 1 – по результатам сопоставления с данными [56], 2 – по результатам синхронных измерений.

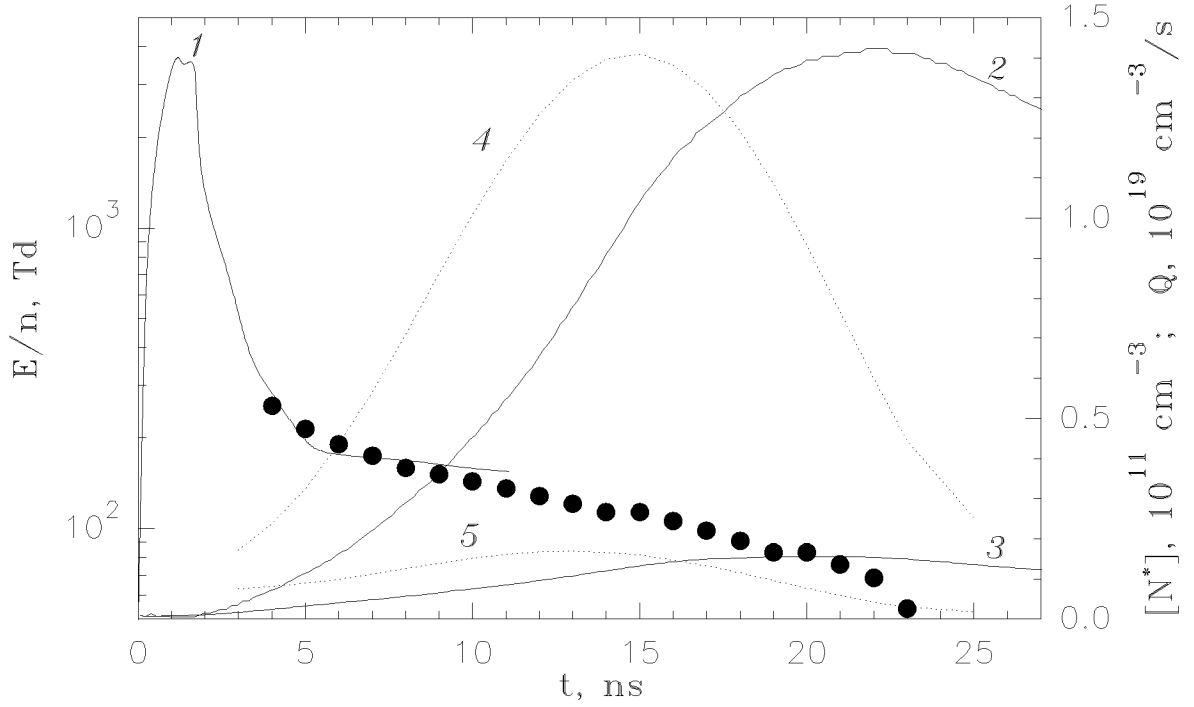


Рис. 26: Временная эволюция электрического поля, скорости и величины заселения уровней $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ при $P=4$ торр в азоте.

1 – динамика электрического поля, измерения [56], 2 – концентрация частиц в состоянии $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$, 3 – концентрация частиц в состоянии $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$, 4 – скорость заселения в состоянии $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$, 5 – скорость заселения в состоянии $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$, ● – значения электрического поля, полученные в данной работе.

диаметр экрана; для геометрии разрядного устройства, использованного в данной работе $C = 5 \cdot 10^{-13}$ Ф/см.

Необходимая плотность заряда при амплитуде напряжения во фронте $U = 30$ кВ (вследствие удвоения напряжения при отражении от фронта волны), составляет $q_c = 1.5 \cdot 10^{-8}$ Кл/см. Вынос нескомпенсированного заряда должен идти со скоростью распространения фронта ВВИ. При скорости волны $v_{fr} \simeq 4 \cdot 10^9$ см/с это условие приводит к следующему значению плотности тока зарядки разрядного устройства j_c :

$$j_c = q_c v_{fr} / S \simeq 25 \text{ А/см}^2 \quad (32)$$

С другой стороны, плотность тока зарядки можно выразить через концентрацию электронов n_e и среднее значение проекции их скорости на ось разрядного устройства $\langle v_x \rangle$: $j_c = en_e \langle v_x \rangle$, что дает для концентрации электронов во фронте волны ионизации:

$$n_e = \frac{q_c v_{fr}}{eS \langle v_x \rangle} \quad (33)$$

По полученным данным, непосредственно за фронтом высоких полей при давлении $P = 4$ торр концентрация и средняя энергия электронов составляют $n_e \simeq 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ и $\epsilon_e \simeq 6$ эВ (Рис.20(III-IV)). Плотность тока этих электронов в дрейфовом ($v_d \simeq 3 \cdot 10^7$ см/с) $j_d \simeq 0.1$ А/см 2 и направленном ($v_n \simeq 1.5 \cdot 10^8$ см/с) $j_n \simeq 0.5$ А/см 2 приближении много меньше величины (32). Поскольку за фронтом ВВИ плотность тока должна быть постоянной с точностью до относительно медленного изменения потенциала плазмы по мере развития

разряда, можно сделать вывод, что вблизи фронта высоких полей перестает выполняться локальное приближение и расчет тока, основанный на вычисленных значениях концентрации и энергии электронов, становится принципиально неверным.

В условиях настоящей работы ситуация усугубляется тем обстоятельством, что релаксация "деградационной" части ФРЭЭ, имеющей среднюю энергию до 25 эВ и порожденной потоком убегающих электронов на фронте волны, происходит относительно медленно [53, 54] и может обеспечивать перенос существенной части заряда вблизи фронта ВВИ.

По мере приближения к фронту ВВИ перенос тока все в большей степени определяется током высокоэнергичных электронов, а непосредственно на фронте доминирующий вклад в перенос заряда обеспечивают быстрые "убегающие" электроны. Очевидно, что средняя скорость этих электронов, "вытягиваемых" сильными полями во фронте волны из области с высокой концентрацией, должна быть больше скорости движения фронта ВВИ. При скорости волны $v_{fr} \simeq 4 \cdot 10^9$ см/с это приводит к оценке $\varepsilon_e > 5$ кэВ. При таких энергиях электроны не возбуждают состояние $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ из за пренебрежимой малости сечения возбуждения, а динамика заселения состояния $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ описывается уравнениями (15) и (17). С учетом того, что сечение ионизации σ_{1-} с возбуждением состояния $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ в области $\varepsilon_e > 5$ кэВ практически не зависит от энергии, и предполагая распределение электронов на фронте волны ионизации близким к моноэнергетическому, имеем:

$$\frac{[N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)]_0}{\tau} = n_e [N_2] \sigma_{1-} \langle v \rangle \quad (34)$$

Здесь $\langle v \rangle$ – средняя скорость электронов, $[N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)]_0/\tau$ – скорость заселения рассматриваемого состояния непосредственно за фронтом высоких полей.

Характерная длина пробега быстрых электронов вблизи фронта ВВИ до их выхода на боковую стенку разрядного устройства может быть оценена диаметром разрядной трубки $\lambda \sim d_1 \sim 1$ см. В виду того, что излучательные характеристики усредняются по объему с длиной $L = 4$ см вдоль оси разряда, для порога обнаружения частиц $[N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)]_{min} \simeq 2 \cdot 10^9$ см⁻³ и времени прохождения волны через измерительный объем $\tau = L/v_{fr}$, получим:

$$\frac{[N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)]_0}{\tau} = \frac{L}{\lambda} \frac{[N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)]_{min}}{\tau} = \frac{v_{fr}}{\lambda} [N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)]_{min} \quad (35)$$

Предполагая, что основная составляющая скорости электронов во фронте ВВИ лежит вдоль оси разрядного устройства, т.е. $\langle v_x \rangle \simeq \langle v \rangle$, из уравнений (33) и (34) при $[N_2] = 10^{17}$ см⁻³ получим оценку на сечение ионизации с образованием иона азота в состоянии $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$:

$$\sigma_{1-} = \frac{eS}{\lambda q_c} \frac{[N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)]_{min} \langle v_x \rangle}{[N_2] \langle v \rangle} \simeq 5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2 \quad (36)$$

Найденное значение соответствует энергии электронов $\varepsilon_e \simeq 20$ кэВ, что составляет величину, равную примерно 2/3 амплитуды потенциала высокоскоростной волны ионизации. Исходя из того, что проекция $\langle v_x \rangle$ не может быть меньше скорости фронта волны v_{fr} , точность сделанного предположения составляет: $1/2 < \langle v_x \rangle / \langle v \rangle < 1$, и, следовательно, во фронте при концентрации электронов $n_e \simeq (2 - 4) \cdot 10^{10}$ см⁻³ (уравнение (33)) средняя энергия составляет $\varepsilon_e \simeq 20 \pm 5$ эВ.

Сечение суммарной ионизации азота для электронов с энергией $\varepsilon \simeq 20$ кэВ равняется $\sigma_i \simeq 7 \cdot 10^{-18}$ см². Таким образом, концентрация вторичных электронов n_0 , нарабатываемая быстрыми электронами n_e до ухода на стенку, составляет:

$$\frac{dn_0}{dt} = n_e [N_2] \sigma_i v_e, \quad \text{или} \quad n_0 \simeq n_e [N_2] \sigma_i \lambda \simeq 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \quad (37)$$

Полученное значение хорошо согласуется с концентрацией электронов непосредственно за фронтом высоких полей ВВИ, полученной в данной работе.

5 Выводы

В раннем послесвечении наносекундного импульсно-периодического разряда, развивающегося в виде высокоскоростной волны ионизации, измерены радиационные времена жизни и константы скорости тушения электронно-возбужденных состояний $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ молекулами N_2 , O_2 , H_2 , CO и H_2O . Проведенные методические исследования показали независимость полученных результатов от скорости остывания ФРЭЭ и заселения других колебательных уровней излучающего состояния. Данный метод измерения отличается простотой и универсальностью и может быть использован для получения сечений тушения в других газах или газовых смесях.

Получены данные об абсолютной концентрации электронно-возбужденных состояний азота $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$; в предположении установления различных ФРЭЭ восстановлены средняя энергия электронов за фронтом волны и их концентрация. Восстановлено значение электрического поля в области эффективного возбуждения электронных состояний.

Наличие независимых измерений концентрации электронов позволило провести сравнительный анализ различных подходов к описанию ФРЭЭ в данном типе разряда. Показано, что в области относительно слабых электрических полей за фронтом волны ионизации средняя энергия, дрейфовая скорость электронов и константы скорости возбуждения низколежащих электронных состояний могут быть с хорошей точностью вычислены с использованием двучленного приближения стационарного уравнения Больцмана. В то же время, на формирование ФРЭЭ при высоких энергиях существенное влияние оказывает нестационарный деградационный спектр, формируемый убегающими электронами во фронте ВВИ. При этом существенно увеличивается скорость ионизации газа и заселение высоколежащих уровней. Предложенная модельная ФРЭЭ (25) иллюстрирует указанный эффект и позволяет качественно описать основные закономерности развития пробоя в виде ВВИ во всем исследованном диапазоне параметров.

Показано, что наработка необходимой концентрации электронов, так же как и заселение верхних электронных уровней, происходит за фронтом ВВИ в остаточных полях, а сечения, соответствующие “электрическому” и “световому” фронтам ВВИ, существенно разделены по пространству.

Показано, что на фронте области существования высоких полей распределение электронов по энергии близко к пучковому с преобладанием высокоэнергичных “убегающих” электронов с энергией $\varepsilon_e \sim 20$ кэВ, ответственных за предионизацию газа до $\sim 10^{10}$ см⁻³ на длине до ~ 1 см и обеспечивающих вынос нескомпенсированного заряда для зарядки погонной емкости разрядного устройства. Основная же наработка свободных электронов в объеме до $\sim 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ происходит в остаточных полях, в течение первых 10–15 нс после прохода фронта высоких полей.

Список рисунков

1	Электронные термы молекулярного азота.	6
2	Блок-схема экспериментальной установки.	7
3	Схема разрядного устройства.	8
4	Блок-схема калибровочного эксперимента.	10
5	Коэффициент серости вольфрама при $T=3000$ К.	11
6	Спектры излучения.	11
7	Спектральная чувствительность оптической системы.	12
8	Проверка линейности по щелям.	12
9	Зависимость коэффициента поглощения стекла от длины волны падающего излучения.	13
10	Зависимость скорость ВВИ в воздухе от давления.	13
11	Ширина $0 \rightarrow 0$ колебательного перехода	15
12	Характерные осциллограммы излучения в азоте.	18
13	Зависимость времени нарастания излучения от давления.	18
14	Зависимость пиковой концентрации от давления.	19
15	Характерные осциллограммы спада интенсивности излучения. Азот.	22
16	Зависимость обратного наблюдаемого времени жизни уровней от давления в различных смесях.	23
17	Функции распределения электронов по энергиям.	30
18	Сечения возбуждения.	32
19	Отношение скоростей заселения $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ в зависимости от средней энергии электронов для различных ФРЭЭ.	33
20	Характерные результаты. Азот, давление $P=4$ торр.	34
21	Характерные результаты. Азот, давление $P=10$ торр.	35
22	Характерные результаты. Азот, давление $P=19$ торр.	36
23	Зависимость средней энергии электронов от приведенного электрического поля.	37
24	Зависимость от давления максимальной концентрации электронов.	40
25	Задержка времени достижения максимума скорости заселения по отношению к времени достижения максимального значения напряженности поля во фронте ВВИ.	40
26	Временная эволюция электрического поля, скорости и величины заселения уровней $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ и $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ при $P=4$ торр в азоте.	41

Список таблиц

1	Характеристики переходов	16
2	Время жизни и константы тушения уровня $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ молекулами N_2 и O_2	24
3	Время жизни и константы тушения уровня $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ молекулами N_2 и O_2	24
4	Время жизни и константы тушения уровня $N_2(C^3\Pi_u, v=0)$ молекулами H_2 , CO и H_2O	24
5	Время жизни и константы тушения уровня $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v=0)$ молекулами H_2 , CO и H_2O	24
6	Константы скорости перезарядки по теории Ланжевена.	27

Список литературы

- [1] Thomson J.J. // *Researches Electricity and Magnetism* (Oxford: Clarendon, 1893), P.115.
- [2] Snody L.M., Dietrich J.R., Beams J.W. // *Phys. Rev.* 1937. V.52. P.739.
- [3] Mitchel A., Snody L.M. // *Phys. Rev.* 1947. V.72. P.1202.
- [4] Scholand V.F.J., Malan D.J., Collens H. // *Proc. Roy. Soc. (London)* 1935. A.152. P.595.
- [5] Юман М. Молния -М.: Мир, 1972.
- [6] Стекольников И.С. Природа длинной искры -М: Изд-во АН СССР, 1962.
- [7] Suzuki T. // *J. Appl. Phys.* 1971. V.42. P.3766.
- [8] Suzuki T. // *J. Appl. Phys.* 1973. V.44. P.4534.
- [9] Westberg R.G. // *Phys. Rev.* 1959. V.114. P.1.
- [10] Loeb L.V. // *Science.* 1965. V.148. P.1417.
- [11] Павловский А.И., Бабич Л.П., Лойко Т.В., Тарасова Л.В. // *ДАН СССР.* 1985. Т.281. С.1359.
- [12] Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. // *УФН.* 1994. Т.164. N3. С.263.
- [13] Bibinov N.K., Kokh D.B., Kolokolov N.B., Kostenko V.A., Meyer D., Vinogradov I.P., Wiesemann K. // *Plasma Source Sci. and Tech.* (will be publish)
- [14] Spyrou N., Manassis C. // *J.Phys.D.: Appl.Phys.* 1989. V.22. N.3. P.120.
- [15] Аникин Н.Б., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю. // *Физика плазмы.* 1998. Т.24. N.1.
- [16] Асиновский Э.И., Марковец В.В., Ульянов А.М. // *ТВТ.* 1984. Т22. N 4. С. 667.
- [17] Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Стариковская С.М., Третьяков А.В., Филюгин И.В. // *Хим.физика.* 1994. Т.13. N10. С.71.
- [18] *Физические величины: Справочник.* Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат. 1991.
- [19] Николс Р., Стюарт А. // В сб.: *Атомные и молекулярные процессы.* М.: Мир. 1964.
- [20] Скубенич В.В., Запесочный И.П. // *Химия высоких энергий.* 1975. Т.9. N.5. С.387.
- [21] Lofthus A., Krupenie P.H. // *J.Phys.Chem.Ref.Data.* 1997. V.6. P.113.
- [22] Кузьменко Н.Е., Кузнецова Л.А., Кузяков Ю.Я. *Факторы Франка-Кондона двухатомных молекул.* Издательство Московского университета. 1984.
- [23] Панчешный С.В., Стариковская С.М., Стариковский А.Ю. // *Физика плазмы.* 1997. Т23. N7. С.664.
- [24] Guerra V., Loureiro J. // *Plasma Sources Sci. Technol.* 1997. V.6. P.373.
- [25] Словецкий Д.И. *Механизмы химических реакций в неравновесной плазме.* М.: Наука, 1980.
- [26] Belikov A.E., Kusnetsov O.V., Sharafutdinov R.G. // *J.Chem.Phys.* 1995. V.102. P.2792.
- [27] Plain A., Jolly J. // *Chem.Phys.Let.* 1984. V.111. P.133.
- [28] Camac M. // *Bull.Am.Phys.Soc.* 1967. V.12. P.825.
- [29] Асиновский Э.И., Василяк Л.М., Токунов Ю.М. // *ТВТ.* 1979. Т.17. N4. С.858.
- [30] Anton H. // *Ann.Phys.* 1966. Bd.18. H.3-4. S.178.
- [31] Millet P., Salamero Y., Brunet H., Galy J., Blanc D., Teyssier J.L. // *J.Chem.Phys.* 1973. V.58. P.5839.

- [32] Nichols L.L., Wilson W.E. // *Appl.Optics*. 1968. V.7. N1. P.167.
- [33] Calo J.M., Axtmann R.C // *J.Chem.Phys.* 1971. V.54. N3. P.1332.
- [34] Виноградов Г.К., Словецкий Д.И., Федосеева Т.В. // *ТВТ*. 1983. Т.21. N4. С.655.
- [35] Mitchell K.B. // *J.Chem.Phys.* 1970. V.53. N5. P.1795.
- [36] Neff S.H. // *J.Chem.Phys.* 1981. V.75. P.4897.
- [37] Albugues F. and all // *J.Chem.Phys.* 1974. V.61. N7. P.2695.
- [38] Физико-химические процессы в газовой динамике. Под ред. Г.Г.Черного и С.А.Лосева - М.: Изд. Моск. ун-та. 1995.
- [39] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Т. III. Квантовая механика. -М.: Наука. 1989.
- [40] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. -М.: Атомиздат, 1980.
- [41] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат. 1977.
- [42] Александров Н.Л., Сон Э.Е. // В сб.: Химия плазмы. Под ред. Смирнова Б.М. М.: Атомиздат. 1980. Т.7. С.35
- [43] Phelps A.V., Pitchford L.C. // *Phys. Rev. A*. 1985. V.31. N.5. P.2932.
- [44] Itikawa Y. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1974. V.14. N.1.
- [45] Onda K. // *J.Phys.Soc.Japan*. 1985. V.54. N.12. P.4544.
- [46] Schulz G.J. // *Phys Rev*. 1964. V.135. A938.
- [47] Boness M.J.W., Schulz G.J. // *Phys. Rev*. 1973. V.A8. P.2883.
- [48] Cartwright D.C. et al // *Phys.Rev. A*. 1977. V.16. N.3.
- [49] Rapp D., Englander-Golden P. // *J.Chem.Phys.*1965. V.43. P.3260.
- [50] Rapp D. et al // *J.Chem.Phys.* 1965. V.42. P.4081.
- [51] Spence D., Burrow P.D. // *J.Phys.B*. 1979. V.12 P.179.
- [52] Winters H.F. // *J.Chem.Phys.* 1966. V.44. P.1472.
- [53] Slinker S.P., Ali A.W., Taylor R.D. // *J.Appl.Phys.* 1990. V.67. N.2. P.679.
- [54] Коновалов В.П., Скорик М.А., Сон Э.Е. // *Физика плазмы*. 1992. Т18. N6. С.778.
- [55] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука. 1992.
- [56] Anikin N.B., Pancheshnyi S.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A. Yu. // *J.Phys.D.: Appl.Phys.* 1998. V.31. N.3.
- [57] Borst W.L., Zipf E.C // *Phys.Rev.A*. 1970. V.1. N.3 P.834.
- [58] O'Neil R., Davidson G. // *American Science and Engineering Rept. for AFCRL*, N AD 673995 January 1968.