

## Содержание

1	Введение.....	2
2	Газоразрядные источники света.....	3
2.1	Стадии газового разряда .....	3
2.2	Излучение газового разряда .....	4
2.3	Излучение спектральных линий .....	7
2.4	Перенос излучения в газе.....	9
2.5	Сглаживание спектра .....	12
3	Экспериментальная установка и методика эксперимента.....	14
4	Экспериментальные результаты и обсуждение.....	16
4.1	Калибровка системы регистрации томсоновского рассеяния.....	22
5	Заключение.....	25
6	Приложение А.....	26
7	Список использованной литературы .....	27

## 1 Введение

Основным методом определения функции распределения электронов в плотной высокотемпературной плазме является исследование спектра рассеянного лазерного излучения на электронах плазмы. Регистрация рассеянного излучения осуществляется измерительной системой, которая может быть основана на различных спектральных приборах (призмных, дифракционных и др.) и фотоприёмниках (ФЭУ, лавинных фотодиодах, ЭОП и др.). Для восстановления спектра рассеянного излучения нужно знать относительную спектральную чувствительность различных спектральных каналов регистрации. Поэтому необходимо проводить регулярную относительную калибровку каналов. Самым надёжным методом калибровки является подача в систему регистрации излучения с известным спектром. В качестве такого источника излучения может использоваться вольфрамовая лампа или, например, суперконтинуумные источники света на основе наносекундных лазеров [1].

Ранее для калибровки системы томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3 использовался источник света на основе вольфрамовой лампы СИ-8 с быстрым модулятором. Однако недостатком такой системы являлась малая мощность излучения и невозможность её частого использования для получения коротких (порядка 10 нс) импульсов в силу сложной конструкции модулятора. Достаточно мощный источник света позволит калибровать не только монохроматор с каналами регистрации, а всю систему, включая узел сбора и транспортировки рассеянного излучения без необходимости модификации системы для процедуры калибровки.

Целью работы являлось создание импульсного источника света высокой мощности с гладким спектром, излучение которого можно было бы вводить в систему регистрации для спектральной калибровки в диапазоне длин волн 920-1050 нм. В качестве источника излучения была выбрана импульсная ксеноновая лампа.

## 2 Газоразрядные источники света

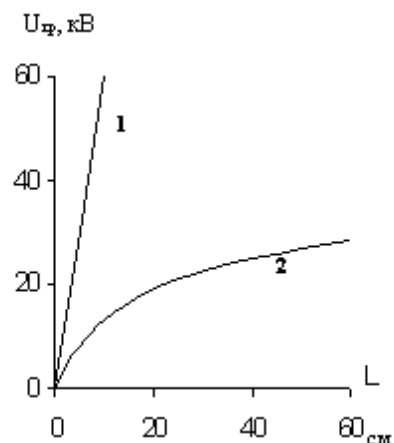
### 2.1 Стадии газового разряда

В процессе световой вспышки импульсной лампы выделяют три стадии. Вначале осуществляется пробой разрядного промежутка и инициирование разряда. Вторая стадия характеризуется расширением разрядного канала вплоть до заполнения им всего поперечного сечения трубки. Обычно длительность первых двух этапов не превышает 10 мкс. Наступающую после этого стадию назвали квазистационарной, именно третья стадия создает интенсивный поток светового излучения.

В прямых импульсных лампах, применяемых для оптической накачки, расстояние между электродами составляет несколько десятков сантиметров, а давление газа близко к атмосферному. В таких условиях прямой пробой разрядного промежутка невозможен. Инициирование разряда осуществляется ионизацией межэлектродного промежутка вспомогательным маломощным источником высокого напряжения (в том числе применяются и ВЧ источники). Для создания иницирующего разряда используется внешний или внутренний вспомогательный электрод.

Механизм инициирования разряда основан на взаимодействии вспомогательного электрического импульса со статическими зарядами на стенке лампы. Межэлектродный промежуток электрически разделяется на несколько коротких эквивалентных промежутков, последовательно пробиваемых один за другим. Для пробоя короткого промежутка вполне хватает напряжения вспомогательного источника. Сказанное наглядно иллюстрируется графиком (рис. 1), пробивное напряжение при использовании вспомогательного электрода (кривая 2) существенно ниже напряжения прямого пробоя (кривая 1).

Иницируемый описанным способом разряд возникает в виде узкого искрового канала, прижатого к стенке, у которой расположен вспомогательный электрод. Через этот канал начинает протекать ток основного разряда. Это уже вторая стадия разряда, и она характеризуется быстрым нарастанием разрядного тока, что сопровождается бурными газодинамическими



**Рис. 1.** Зависимость пробивных напряжений от длины газового (1) и поверхностного (2) промежутков.

процессами. Появляются ударные волны, заметная турбулентность возникающей плазмы, часть газа вытесняется в пристеночную область и балластные объемы [2], [3].

К концу второй стадии разрядный канал расширяется и заполняет все внутреннее сечение трубки. На этой стадии газ быстро нагревается и термализуется, а после заполнения плазмой всего сечения трубки газодинамические процессы затухают, и наступает третья стадия развития разряда. На всем ее протяжении геометрия канала практически не меняется, в плазме достигается состояние локального термодинамического равновесия (ЛТР). Под ЛТР понимается такое состояние плазмы, при котором в каждом не слишком маленьком объеме, существенно превышающем сферу дебаевского радиуса, это состояние полностью характеризуется двумя термодинамическими параметрами. Например, температурой и давлением газа или температурой и плотностью частиц газа. Оба параметра меняются от одного элементарного объема до другого, и от одного момента времени к другому, но в каждой точке области разряда в каждый момент времени все свойства плазмы определяются локальными мгновенными значениями этих параметров. Такое состояние существенно облегчает возможность расчета электрических и излучательных свойств разряда. В силу таких обстоятельств эту стадию разряда назвали квазистационарной.

## 2.2 Излучение газового разряда

Излучение газового разряда представляет собой излучение плазменного канала в газовом промежутке.

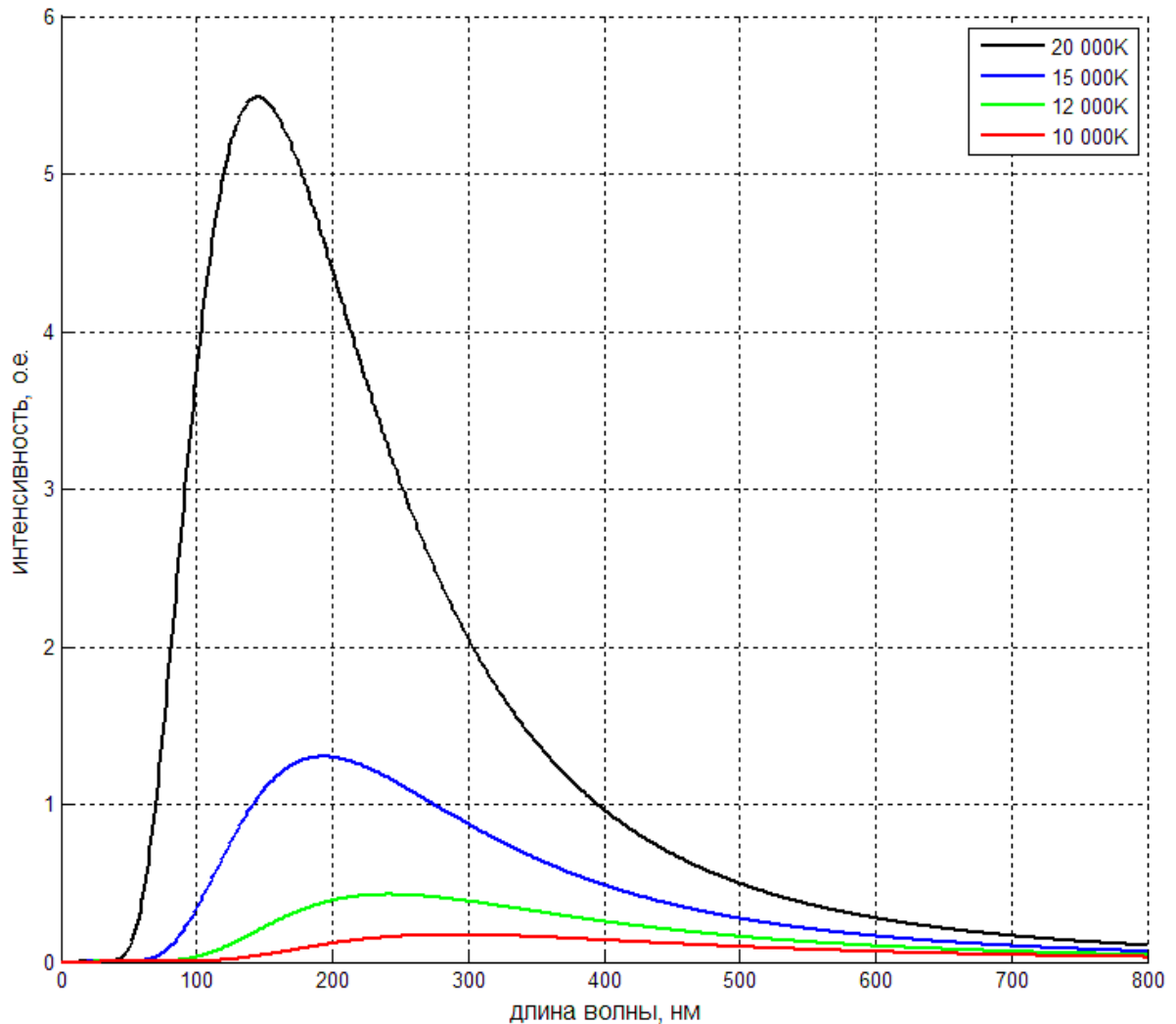
Для плазмы, как и для любого другого тела, можно ввести спектральный коэффициент излучения  $\epsilon_\nu$ , который определяет количество лучистой энергии, испускаемый единичным объемом плазмы в единичном спектральном интервале за единицу времени в единичный пространственный угол. В физике часто рассматривается модель, в которой тело находится в термодинамическом равновесии с собственным излучением. В этом случае принято говорить о «чёрном теле» и об излучении черного тела, которое однозначно определяется его температурой. Излучение внутри чёрного тела изотропно, поэтому его поток равен нулю. Тем не менее, существует специальная модель, в которой рассматривается не внутренняя область, а граница изотропного источника. Излучение границы анизотропно и, следовательно, поток от неё отличен от нуля. В рамках такой модели справедлив известный закон Стефана–Больцмана. Он заключается в том, что плотность потока энергии равна

$$\int_0^{\infty} U_w dw = \sigma T^4,$$

а распределение по спектру подчиняется статистике Бозе-Эйнштейна, выражаемой формулой Планка:

$$\rho_{\lambda,T} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1},$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $k$  – постоянная Больцмана. На рисунке 2 показана спектральная плотность излучения абсолютно черного тела при различных температурах [4].



**Рис. 2.** Вид спектральной плотности излучения абсолютно черного тела в зависимости от температуры.

Спектральный состав излучения газоразрядной плазмы, в отличие от черного тела, определяется свободно-свободными переходами электронов, а также свободно-связанными и связано-связанными переходами. Поглощение электромагнитной энергии в плазме определяется соответствующими обратными процессами.

Свободно-свободные переходы представляют собой тормозное излучение при кулоновских столкновениях электронов с ионами и обратные процессы тормозного поглощения. Связанно-свободные переходы — это процессы фотоионизации и фоторекомбинации, в которых происходит рождение и гибель свободных электронов. Свободно-свободные и связанно-свободные переходы дают непрерывные спектры, или континуум, поскольку либо начальное, либо конечное, либо оба этих состояния электрона лежат в непрерывном энергетическом спектре. Связанно-связанные переходы электрона между дискретными уровнями в атоме приводят к излучению и поглощению спектральных линий. Разновидностью линейчатых спектров являются полосатые спектры молекул, которые также обязаны своим происхождением связанно-связанным переходам: насыщенность молекулярных спектров линиями, которые внутри полосы располагаются очень тесно, обусловлена сложностью системы энергетических уровней молекулы. Каждому электронному уровню соответствует множество колебательных и вращательных уровней, поэтому возможно много вариантов переходов между ними [4], [5].

Спектр излучения разряда в атомарных газах или парах металла при низких давлениях и малых плотностях тока является линейчатым. Линейчатый спектр возникает в результате излучения возбужденных атомов и ионов, образующихся в процессе разряда. При достаточно низких давлениях газа и малых плотностях тока возмущающее действие соседних атомов и частиц друг на друга пренебрежимо мало, и наблюдаемая картина излучения представляет собой результат излучения огромного числа независимых атомов.

По мере повышения давления газа и плотности тока происходит увеличение яркости излучения отдельных линий и перераспределение мощности излучения между ними. Вместе с тем увеличивается возмущающее действие соседних атомов и заряженных частиц на излучающие атомы, что приводит к уширению спектральных линий и изменению их формы. Наряду с уширением линейчатого спектра появляется непрерывный фон, связанный с излучением свободных электронов или свечением, вызванным рекомбинацией электронов и ионов.

По мере повышения давления газа и плотности тока возрастает излучение непрерывного фона по сравнению с линиями. В результате этого спектр излучения разных газов и паров из линейчатого постепенно становится непрерывным. Область давлений и плотностей тока, при которых замечен этот переход, зависит от рода газа или пара, в котором происходит разряд.

Разряды в инертных газах при давлениях порядка атмосферного и при относительно больших плотностях разрядного тока существенную часть энергии излучают в непрерывном спектре. В большинстве случаев для наполнения импульсных ламп применяется ксенон вследствие его превосходства над другими газами по общей эффективности излучения. В диапазоне длин волн от  $\sim 300$  до  $\sim 800$  нм подавляющая часть лучистой энергии приходится на непрерывный спектр. На этом мощном фоне выделяется совсем небольшое число спектральных линий [3].

### 2.3 Излучение спектральных линий

Рассмотрим подробнее основные причины, влияющие на форму линий излучения атомов в элементарном объеме газа, настолько малом, чтобы не учитывать процессы повторного поглощения излучения, но достаточно большом, чтобы можно было говорить о средних величинах. Точно также будем рассматривать промежуток времени, достаточно большой по сравнению с продолжительностью жизни излучающих атомов.

Поскольку возбужденное состояние атома не является строго стационарным, а имеет конечное время жизни  $\tau$ , энергетический уровень  $E_n$ , согласно квантово-механическому принципу неопределенности, размыт на величину  $\Delta E \sim \hbar/\tau$ . Следовательно, частоты излучения в линии имеют разброс порядка  $\Delta\omega \sim \Delta E/\hbar$ . Эта ширина линии, существующая независимо от внешних влияний, называется естественной. Профиль линии определяется выражением:

$$\varepsilon_{\omega} = \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2},$$

где  $\gamma = \frac{1}{\tau}$  – постоянная затухания.

В реальных условиях разряда имеют место процессы, вызывающие дополнительное уширение энергетических уровней и соответствующих спектральных линий, значительно перекрывающее естественную ширину. Наиболее важными из них являются доплеровское уширение, возникающее вследствие теплового движения излучающих атомов, и уширения, возникающего в результате возмущающего действия окружающих частиц (ударная и статистическая теории).

Если излучатель движется со скоростью  $v$  навстречу приемнику, его частота увеличивается на  $\Delta\omega = (v/c)\omega$ , если от него – уменьшается. Допуская, что скорости излучающих атомов или молекул распределены по Максвеллу, получаем симметричное уширение линии с распределением спектральной интенсивности излучения:

$$\varepsilon_{\omega} = \exp \left[ -\frac{Mc^2}{2kT} \left( \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2 \right],$$

где  $M$  – молярная масса,  $T$  – температура газа.

Случайный характер теплового движения атомов приводит к сплошному размытию линии с шириной на полувысоте:

$$\Delta\omega_d = 2\omega_0 \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{Mc^2}}. \quad (1)$$

Благодаря максвелловскому распределению по скоростям, линия приобретает гауссову форму.

Штарковское уширение связано с расщеплением уровней атомов под влиянием полей соседних заряженных частиц. Статистическая теория верна для описания действия поля ионов, которые движутся медленно, в силу чего их поля являются квазистатическими. Воздействие же свободных электронов имеет ударный характер. Однако физическая природа явления в обоих случаях одна и та же: возмущение атомов окружающими частицами.

Согласно ударной теории возмущающее действие окружающих частиц рассматривается как парное соударение. Далее принимается, что излучающие атомы во время свободного пробега излучают синусоидальные колебания с постоянной частотой и амплитудой, и только во время соударений происходит резкое изменение фазы. Колебания после столкновения никак не скоррелированы с предыдущими, т. е. фактически цуг синусоидальных колебаний имеет конечную длительность порядка среднего времени между столкновениями атома в газе  $\tau_c$ . Ударное уширение пропорционально плотности возмущающих частиц  $n_0$ . Линия, уширенная столкновениями, имеет лоренцевскую форму, а ее ширина  $\Delta\omega_{уд} \sim 1/\tau_c \sim n_0$ .

$$\varepsilon_{\omega} = \frac{\gamma_{эф}}{2\pi} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_{эф}/2)^2},$$

где  $\gamma_{эф} = \frac{1}{\tau_c} + \gamma$ .

Поскольку естественное, доплеровское и ударное уширение являются результатом совершенно независимых процессов, при их совместном действии образуется смешанный контур, называемый фойхтовским. При одновременном действии доплеровского и ударного уширений он имеет вид:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2) dy}{a^2 + (v-y)^2},$$

где  $y$  – относительная координата,  $a = (\Delta\omega_{уд}/\Delta\omega_d)\sqrt{\ln 2}$ ,  $v = 2\sqrt{\ln 2}(\omega - \omega_0)/\Delta\omega_d$  [6].

Статистическая теория уширений исходит из предположения, что возмущающее действие на излучающую частицу имеет место в течение всего времени её



существования. Его можно характеризовать изменением потенциальной энергии двух частиц в зависимости от расстояния  $r$  между ними:

$$\Delta W = \hbar \Delta \omega = -h C_n / r^n,$$

где  $n$  – показатель степени, зависящий от типа взаимодействия;  $C_n$  – константа, зависящая от типа взаимодействия, вычисляемая на основе квантовомеханического подхода или определяемая из эксперимента.

Если возмущение вызывается свободными электронами и ионами, а возмущаемые линии дают линейный штарк-эффект, то  $n = 2$ , при квадратичном штарк-эффекте  $n = 4$  [6].

Средняя напряженность поля  $\bar{E}$ , вызываемая свободными электронами или ионами [7]

$$\bar{E} = 2.61 e^2 N_0^{2/3}.$$

Уширение линии можно оценить следующим образом

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx \frac{\bar{d} \cdot \bar{E}}{W}, \quad (2)$$

где  $W$  – энергия фотона,  $\bar{d}$  – дипольный момент атома,  $\bar{E}$  – хольцмарковское поле.

При сделанных выше допущениях относительно размеров объема и времени все приведенные рассуждения о форме линий излучения справедливы и для формы линий поглощения атомов.

## 2.4 Перенос излучения в газе

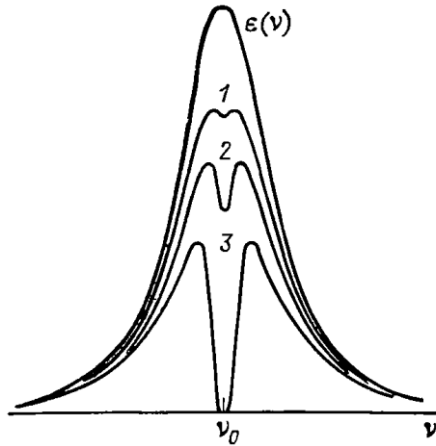
Механизмы переноса существенно влияют на вид спектра покидающего разряд излучения. Как известно, поток мощности с единицы поверхности излучающего тела при заданной температуре и плотности плазмы монотонно нарастает при увеличении линейных размеров тела  $L$ , пока они меньше длины пробега излучения  $l$ . Дальнейший рост ограничен из-за самопоглощения (рис. 3). При  $L > l$  максимально возможная мощность излучения с единицы поверхности определяется законом Стефана-Больцмана [8].



**Рис. 3.** Мощность излучения с поверхности плазмы.

Как правило, разрядная плазма бывает прозрачной в непрерывном спектре, но довольно часто – непрозрачной в линиях, точнее, в центральных областях достаточно сильных линий. Здесь происходит реабсорбция, которая приводит к искажению формы наблюдаемой линии по сравнению с излученной.

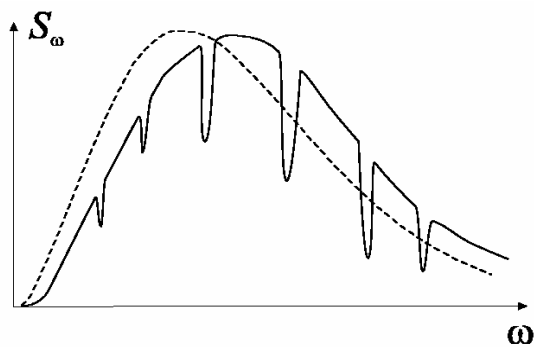
Фотоны, испускаемые возбужденными атомами данного газа или пара и распространяющиеся в том же газе во всех направлениях, могут вновь поглотиться атомами. Возникающие при этом на месте поглощения возбужденные атомы спустя промежуток времени, равный в среднем продолжительности жизни данного возбужденного состояния, переходя в более низкое энергетическое состояние, будут испускать фотоны, каждый из которых может распространяться в любом направлении. Эти фотоны будут вновь поглощаться и т.д., этот процесс реабсорбции будет повторяться многократно до тех пор, пока фотоны не покинут объем, занимаемый газом. Благодаря конечной продолжительности жизни возбужденного состояния процесс переизлучения приводит к задержке излучения в объеме газа и носит название «пленение» излучения. Он приводит к увеличению продолжительности жизни атомов в возбужденном состоянии. Характерной особенностью формы показателя поглощения внутри спектральной линии является его спад от центра линии к краям. Фотоны с частотой, близкой к центру линии, будут поглощаться сильнее, и, следовательно, их число будет убывать быстрее, чем число фотонов, соответствующих краям линии. Таким образом, с расстоянием будет меняться не только количество фотонов, но и их состав по частотам т. е. форма линии (рис. 4) [6].



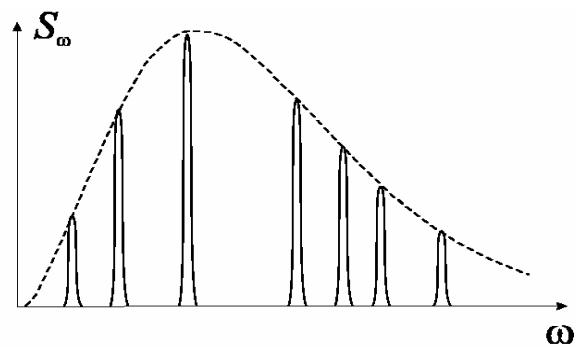
**Рис. 4.** Схематическое изменение формы линии излучения при прохождении через слой поглощающего газа: 1, 2, 3 – возрастание толщины слоя;  $\varepsilon(\nu)$  – исходная форма линии.

Реабсорбция спектральных линий в разряде оказывает существенное влияние на форму линий излучения выходящих из разряда, распределение излучения в объеме разряда, а в ряде случаев и на величину потока излучения. Пик оказывается срезанным до величины определяемой формулой Планка, тогда как крылья сохраняют свою первоначальную форму. Избежать такой деформации линии можно лишь путем уменьшения оптической толщины плазмы, либо за счет сокращения размеров, либо понижая плотность газа. Подчеркнем, что реабсорбция особенно существенна для резонансных линий, так как концентрация атомов, поглощающих это излучение, в столбе разряда обычно на несколько порядков больше, чем концентрация возбужденных атомов.

Поглощение в непрерывном спектре в интенсивных низкотемпературных разрядах соизмеримо с линейчатым, а в случае, например, ксенонового разряда высокого давления оно преобладает. Коэффициент поглощения в низкотемпературной плазме на данной длине волны растет с ростом температуры. Это связано с ростом числа возбужденных атомов, способных поглотить излучение и увеличением степени ионизации, то есть с увеличением температуры происходит рост числа частиц взаимодействующих с излучением. Коэффициент поглощения также в целом растет с ростом длины волны. Основным механизмом поглощения в низкотемпературной плазме является процесс фотоионизации [5], [9].



**Рис. 5.** Спектр излучения тела с температурой, уменьшающейся к поверхности. Малые частоты поглощаются сильнее, чем большие. Пунктиром показан планковский спектр, отвечающий средней эффективной температуре излучения. В спектре вырезаны линии селективного поглощения. Поток излучения в центрах линий равен планковскому потоку, отвечающему температуре поверхности.



**Рис. 6.** Спектр излучения нагретого тела, совершенно прозрачного в непрерывном спектре, но непрозрачного в линиях. Пунктирная линия соответствует планковскому спектру излучения черного тела при данной температуре. Поток излучения в центрах линий равен планковскому потоку, отвечающему температуре поверхности.

Дополнительно картина излучения усложняется убыванием температуры при приближении к поверхности из-за радиационного остывания плазмы. Из-за резонансного характера поглощения длина пробега линейчатого излучения обычно значительно меньше, чем длина пробега излучения в непрерывном спектре. В результате, тело, прозрачное в непрерывном спектре, испускает линейчатый спектр, так как интенсивность линий оказывается ближе к состоянию термодинамического равновесия. Напротив, в спектре излучения непрозрачного тела имеются линии поглощения, так как линейчатое излучение выходит только из тонкого приповерхностного слоя, где температура тела ниже, чем в глубине тела, где формируется излучение с непрерывным спектром (рис. 5 и 6) [4].

## 2.5 Сглаживание спектра

Плазма может действовать как нелинейный элемент, преобразуя излучение из одного спектрального интервала в другой [3].

Одним из способов уменьшения контрастности линий является увеличение линейного размера плазмы, плотности газа или температуры в столбе разряда. Достигнуть этого можно, например, увеличением подаваемой мощности. Действительно, с ростом температуры возрастает число атомов, способных к излучению и поглощению, а также происходит уменьшение длины свободного пробега

фотона в непрерывном спектре из-за увеличения степени ионизации. Однако увеличение мощности разряда ограничено прочностью колбы лампы, а также сильным распылением электродов при высоких плотностях тока. В работе для увеличения эффективности взаимодействия излучения с плазмой предложено возвращать излучение в область разряда с помощью отражателя.

Часть собственного излучения, возвращаемого в столб разряда, может частично поглощаться плазмой. Оно представляет собой дополнительно подводимую к разряду мощность, вызывающую повышение температуры плазмы и соответствующее возрастание яркости столба.

### 3 Экспериментальная установка и методика эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 7.

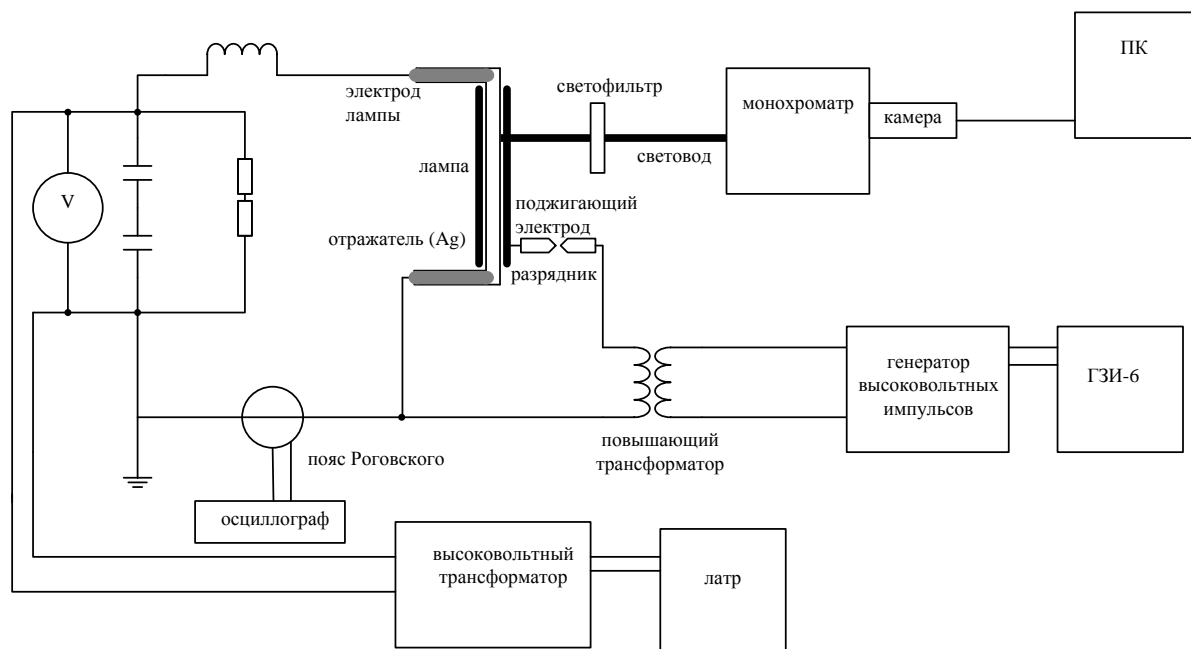


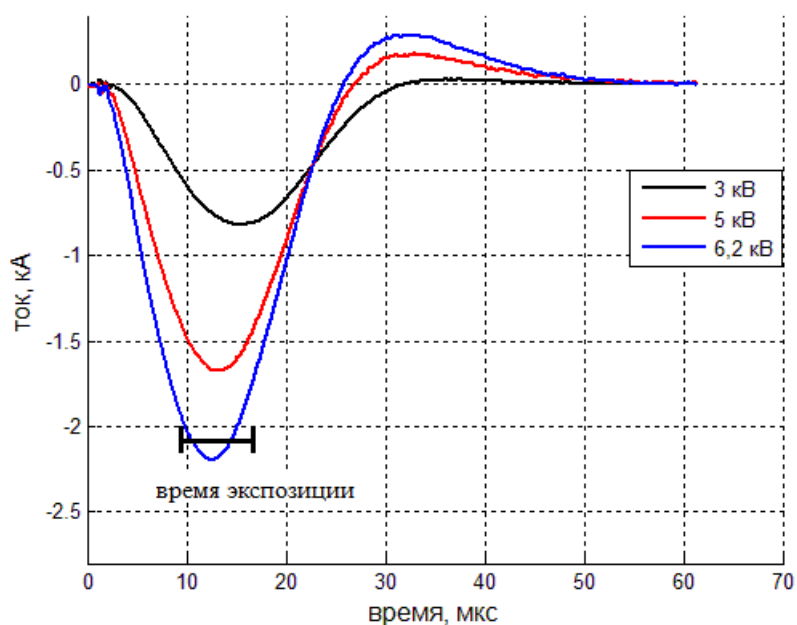
Рис. 7. Схема установки.

Излучатель собран на основе ксеноновой газоразрядной лампы ИФП 1200-4М. Длина лампы составляет 12 см, диаметр внутренней части 7 мм, давление газа 0,04 МПа. Для увеличения эффективной толщины плазмы лампа помещена в отражатель из серебряной фольги. Отражатель также служил поджигающим электродом лампы. Питание лампы осуществлялось при помощи накопительного конденсатора емкостью 10 мкФ с зарядным устройством, позволяющим заряжать конденсатор на нужное напряжение 0-6,5 кВ. Запуск разряда происходит при подаче одиночного импульса напряжения между электродом лампы и поджигающим электродом, вследствие барьерного разряда. Излучение через отверстие в отражателе проходит по кварцевому оптоволокну через светофильтр КС-17 на входную щель монохроматора МДР-2 (с решеткой 300 шт./мм). Светофильтр использовался для подавления коротковолновой части спектра в высших порядках дифракционной решетки.

Калибровка шкалы монохроматора проводилась с помощью неоновой лампы и гелий-неонового лазера. Для идентификации линий нами использовалась база данных NIST [10].

При срабатывании лампы регистрировались электрические и оптические характеристики разряда. На выходе из монохроматора излучение регистрируется камерой SDU-285 при различных временах экспозиции и задержки запуска (см.

приложение А). Разрядный ток через лампу регистрировался поясом Роговского, что позволяло подбирать момент включения экспозиции относительно фазы разряда. Типичные осциллограммы тока, протекающего через лампу в момент разряда, показаны на рисунке 8. Характерное время разряда составляет 25 мкс. Начало экспозиции соответствует 8 мкс после начала разряда, а длительность 7 мкс, что соответствует максимуму тока.



**Рис. 8.** Ток разряда импульсной ксеноновой лампы.

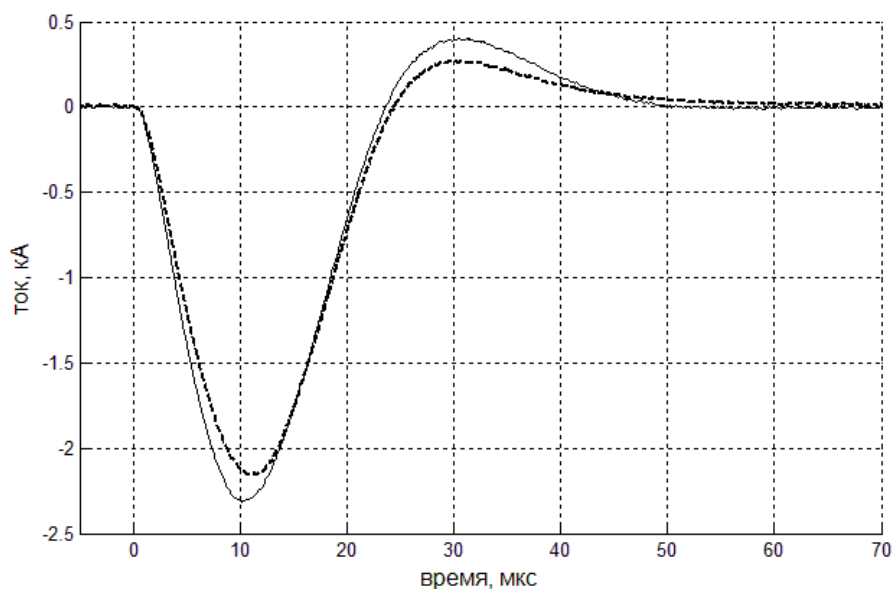
Исходя из параметров лампы и тока, оценим параметры разряда:

$N_0 = 1,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  – исходная плотность частиц,

$J \approx 5.2 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$  – плотность тока в столбе разряда.

## 4 Экспериментальные результаты и обсуждение

Наличие отражателя влияет на форму импульса тока. Пиковый разрядный ток возрастает на 10%. Длительность импульса разрядного тока несколько уменьшается (рис. 9). Это связано с повышением температуры разрядного столба, что приводит к увеличению проводимости плазмы и соответствующему росту мощности разряда [3].



**Рис. 9.** Осциллограммы разрядного тока ксеноновой лампы ИПФ-1200 в открытом пространстве (пунктир) и в отражателе (линия) без изменения параметров разрядного контура.

В работах [3] и [6] приведены результаты экспериментальных исследований и теоретических расчетов, которые можно применить для вычисления параметров плазменного столба:

$N_f \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  – плотность частиц в столбе разряда,

$N_e \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  – электронная плотность,

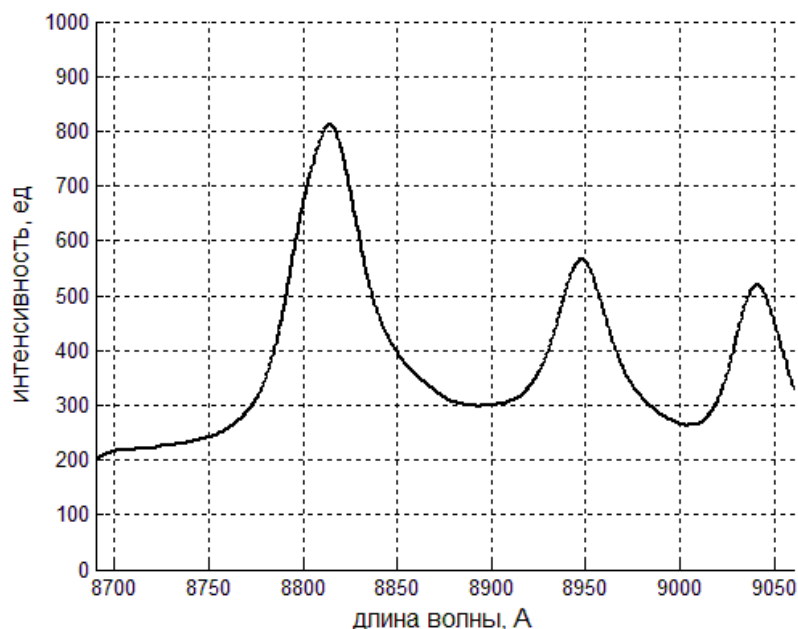
$\alpha \approx 35\%$  – коэффициент ионизации,

$L \approx 15 \text{ см}$  – длина пробега фотона относительно тормозного поглощения,

$T \approx 13000 \text{ К}$  – температура в центре столба для лампы без отражателя.

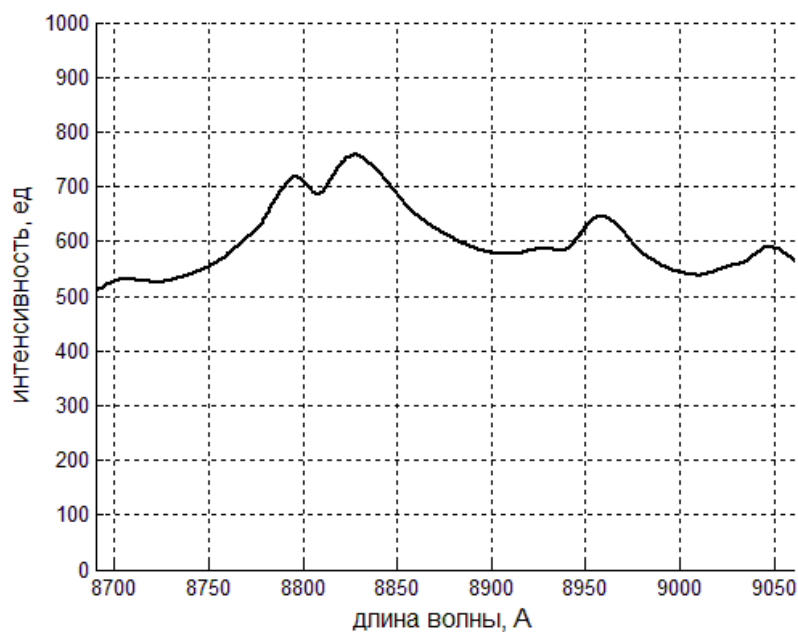
В результате проведенных нами экспериментов показано, что отражатель сглаживает спектр излучения (контрастность линий ксенона в интересующем нас спектральном диапазоне уменьшалась примерно с 50% до 5%). Эффективность такого подхода продемонстрирована на рисунках 10 – 14, где представлены линии ксенона 8819, 8952 и 9025 Å при различных условиях протекания разряда.





**Рис. 10.** Вид спектра ксеноновой лампы помещенной в отражатель при напряжении разряда  $U = 1$  кВ экспозиции и времени задержки камеры 8 и 7 мкс.

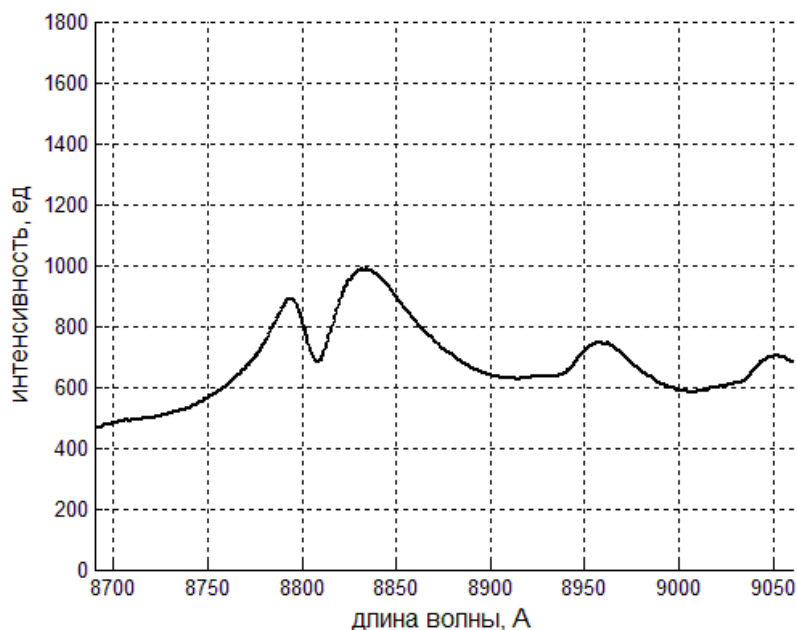
При малой плотности тока в столбе разряда в спектре преобладают линии излучения (рис. 10). Величина доплеровского уширения вычисленная по формуле (1) составляет  $\Delta\lambda_d \sim 0.2$  нм. В нашем случае эта величина значительно меньше ширины аппаратной функции монохроматора, составляющей около 1.5 нм.



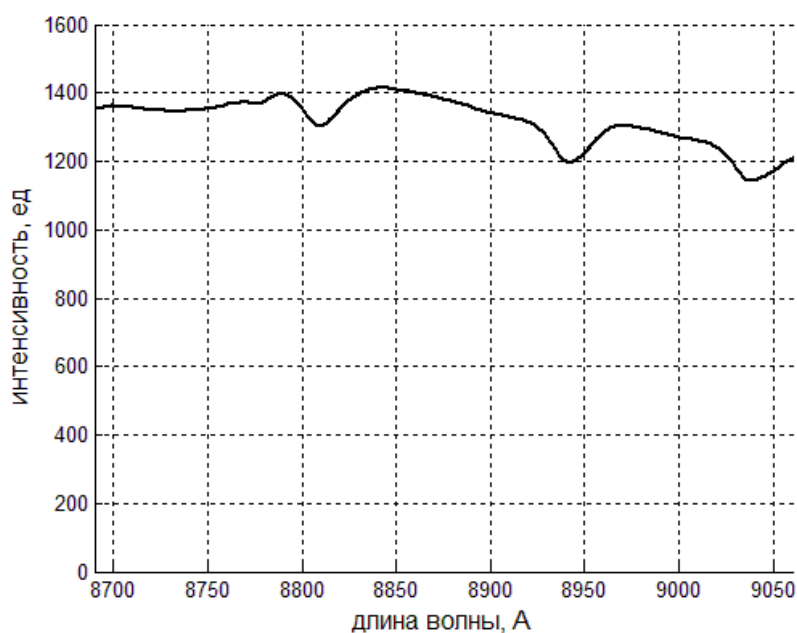
**Рис. 11.** Вид спектра ксеноновой лампы помещенной в отражатель при напряжении разряда  $U = 2$  кВ экспозиции и времени задержки камеры 8 и 7 мкс.

По мере повышения плотности тока возрастает интенсивность непрерывного фона, а также существенную роль начинает играть реабсорбция излучения в столбе

разряда. Значительно увеличивается ширина линий излучения, так как увеличивается роль штарковского уширения. Величина статистического уширения, вычисленная по формуле (2), составляет  $\Delta\lambda_{\text{шт}} \sim 3$  нм, что хорошо согласуется с полученной кривой (с учетом конечной аппаратной функции) (рис. 11). Появляющиеся провалы в линиях излучения связаны с реабсорбцией излучения в более холодных пристеночных слоях газа. Видимая несимметрия может быть объяснена нелинейными поправками в эффект Штарка [7].

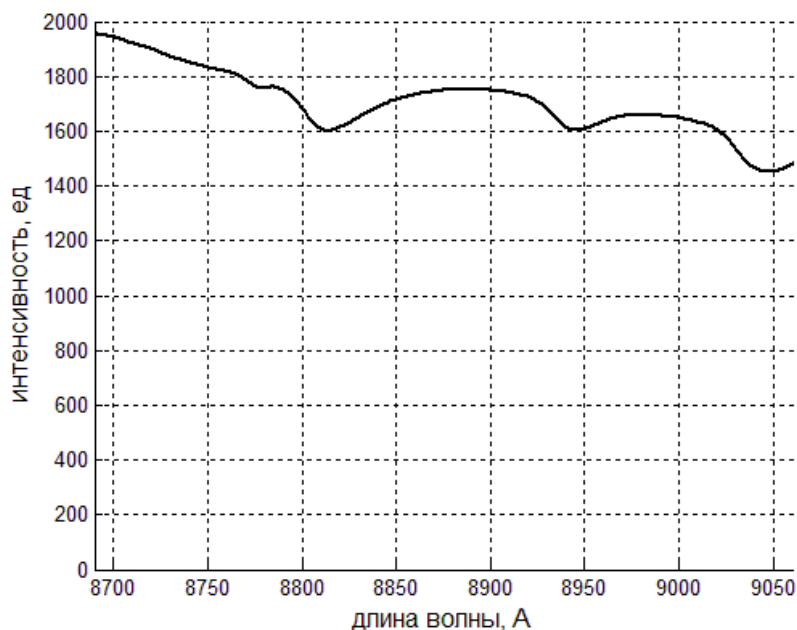


**Рис. 12.** Вид спектра ксеноновой лампы в открытом пространстве при напряжении разряда  $U = 3$  кВ экспозиции и времени задержки камеры 8 и 7 мкс.



**Рис. 13.** Вид спектра ксеноновой лампы помещенной в отражатель при напряжении разряда  $U = 3$  кВ экспозиции и времени задержки камеры 8 и 7 мкс.

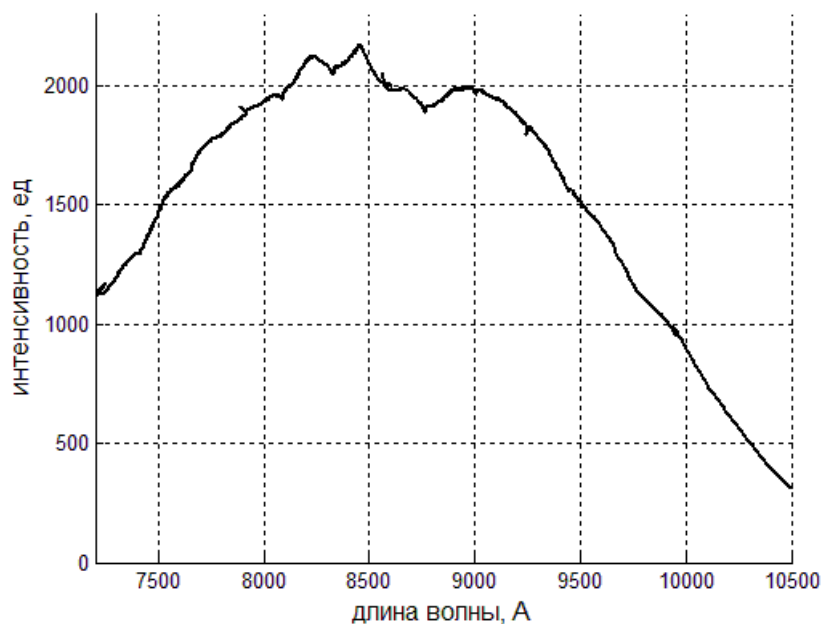
На рисунках 12 и 13 представлены спектры излучения импульсной лампы без изменения параметров разрядного контура, напряжения, экспозиции и времени задержки. Наличие отражателя существенно влияет на спектральный состав излучения, выходящего из разряда. В частности, возрастает плотность энергии излучения, а также, вероятно, температура плазмы, что отражается на динамике протекания разрядного тока (рис. 9). Однако главным и, по-видимому, новым эффектом в данной работе является существенное подавление линий излучения с помощью отражателя.



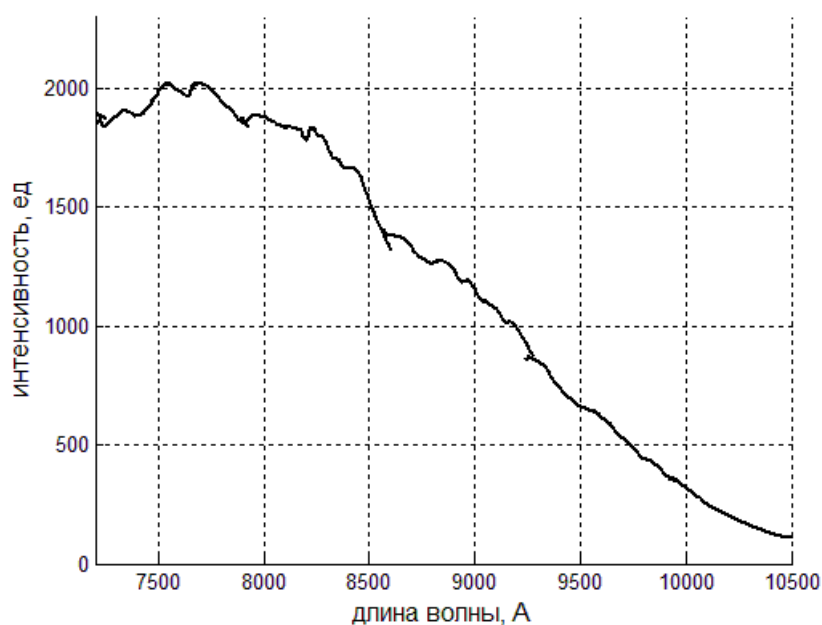
**Рис. 14.** Вид спектра ксеноновой лампы помещенной в отражатель при напряжении разряда  $U=6.2$  кВ экспозиции и времени задержки камеры 8 и 7 мкс.

На рисунке 14 представлен спектр ксеноновой лампы с минимальной контрастностью, полученной в ходе экспериментов. Этот режим использовался для определения вида спектра ксеноновой лампы в диапазоне длин волн 720-1050 нм (рис. 16).

На рисунке 15 приведен спектр излучения вольфрамовой лампы СИ-8, зафиксированный камерой SDU-285. Он использовался в качестве эталонного спектра. Температура спирали была определена с помощью вольфрамового пирометра «Проминь» и составила 2250 К. Провалы в спектре могут быть объяснены особенностями спектральной чувствительности камеры (см. приложение А).



**Рис. 15.** Спектр вольфрамовой лампы, зафиксированный камерой SDU-285 при времени экспозиции 2 с.

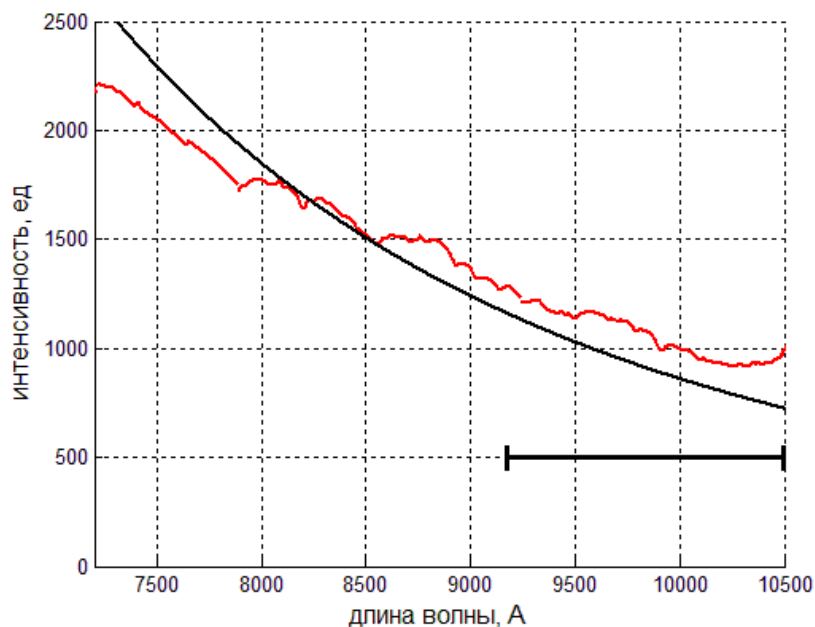


**Рис. 16.** Спектр ксеноновой лампы, зафиксированный камерой SDU-285.

На рисунке 16 представлен спектр ксеноновой лампы ИПФ-1200, в нем присутствуют селективные линии поглощения ксенона, их контрастность не превышает 5 %. Регистрация спектра производилась при экспозиции и времени задержки 7 и 8 мкс, напряжение разряда составляло  $U = 6.2$  кВ. В таблице 1 представлены линии ксенона, идентифицированные в спектре.

ион	длина волны, Å	конфигурация перехода	Относительная интенсивность
Xe II	8214.85	$5p^4(^3P_2)5d$ $5p^4(^3P_2)6p$	20
Xe I	8266.52	$5p^5(^2P_{1/2})6s$ $5p^5(^2P_{1/2})6p$	500
Xe I	8346.82	$5p^5(^2P_{1/2})6s$ $5p^5(^2P_{1/2})6p$	2000
Xe II	8347.24	$5p^4(^3P_2)5d$ $5p^4(^3P_2)6p$	100
Xe I	8347.45	$5p^5(^2P_{3/2})6p$ $5p^5(^2P_{3/2})8s$	60
Xe I	8349.05	$5p^5(^2P_{3/2})6p$ $5p^5(^2P_{3/2})6d$	40
Xe II	8351.3	$5p^4(^1D_2)5d$ $5p^4(^3P_2)4f$	3
Xe I	8392.37	$5p^5(^2P_{3/2})6p$ $5p^5(^2P_{3/2})6d$	20
Xe I	8402.03	$5p^5(^2P_{3/2})5d$ $5p^5(^2P_{3/2})8p$	5
Xe I	8819.41	$5p^5(^2P_{3/2})6s$ $5p^5(^2P_{3/2})6p$	
Xe I	8952.25	$5p^5(^2P_{3/2})6s$ $5p^5(^2P_{3/2})6p$	50
Xe I	8952.78	$5p^5(^2P_{1/2})6s$ $5p^5(^2P_{3/2})7p$	100
Xe II	9017.8	$5p^4(^1S_0)6s$ $5p^4(^3P_2)4f$	1
Xe I	9025.98	$5p^5(^2P_{3/2})6p$ $5p^5(^2P_{3/2})6d$	30
Xe I	9141.8	$5p^5(^2P_{3/2})5d$ $5p^5(^2P_{3/2})5f$	2
Xe I	9374.02	$5p^5(^2P_{3/2})5d$ $5p^5(^2P_{3/2})4f$	10
Xe I	9374.76	$5p^5(^2P_{3/2})5d$ $5p^5(^2P_{3/2})4f$	100
Xe I	9445.34	$5p^5(^2P_{3/2})5d$ $5p^5(^2P_{3/2})4f$	80
Xe II	9447.6	$5p^4(^1D_2)5d$ $5p^4(^1D_2)6p$	1
Xe I	9668.94	$5p^5(^2P_{3/2})5d$ $5p^5(^2P_{3/2})8p$	1
Xe II	9671.6	$5p^4(^3P_1)4f$ $5p^4(^3P_0)5g$	1
Xe I	9799.69	$5p^5(^2P_{3/2})6s$ $5p^5(^2P_{3/2})6p$	2000
Xe I	9923.19	$5p^5(^2P_{3/2})6s$ $5p^5(^2P_{3/2})6p$	3000

**Таблица 1.** Линии ксенона идентифицированные в спектре (по данным [10]).



**Рис. 17.** Относительный вид спектра ксеноновой лампы (для сравнения приведена кривая соответствующая абсолютно черному телу при температуре 16500 К).

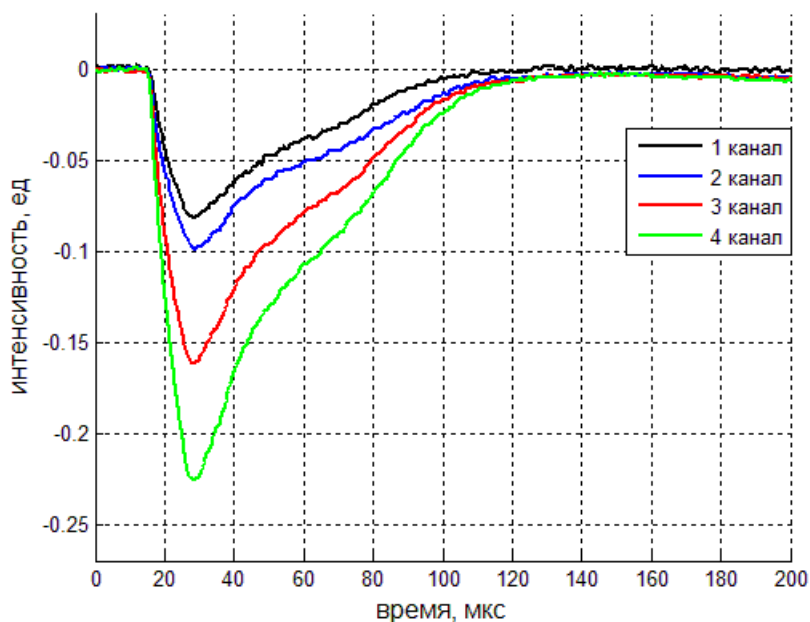
На рисунке 17 представлен относительный вид спектра ксеноновой лампы, восстановленный по формуле

$$U_{xe,th}(\lambda) = \left( \frac{U_{xe,ex}(\lambda)}{U_{w,ex}(\lambda)} \right) * U_{w,th}(\lambda), \quad (3)$$

где  $U_{xe,ex}(\lambda)$ ,  $U_{w,ex}(\lambda)$  – экспериментальные интенсивности,  $U_{w,th}(\lambda)$  – теоретический спектр вольфрама с учетом спектрального коэффициента черноты  $\varepsilon(\lambda)$ . В указанном на рисунке 17 диапазоне достигается достаточно гладкий спектр, что позволяет использовать данный источник для калибровки системы томсоновского рассеяния.

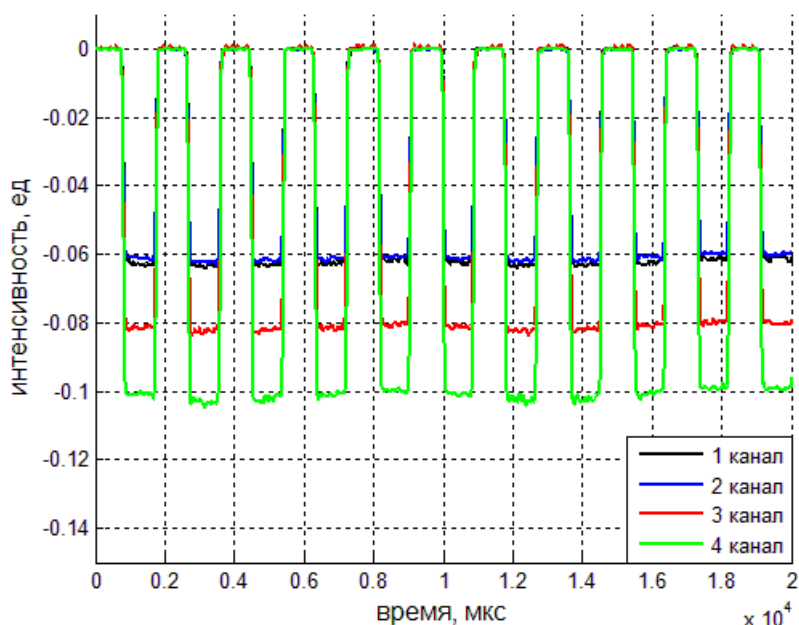
#### 4.1 Калибровка системы регистрации томсоновского рассеяния

Для калибровки каналов излучение ксеноновой лампы подавалось в систему регистрации томсоновского рассеяния. Сигналы, зарегистрированные фотодиодами, представлены на рисунке 18.

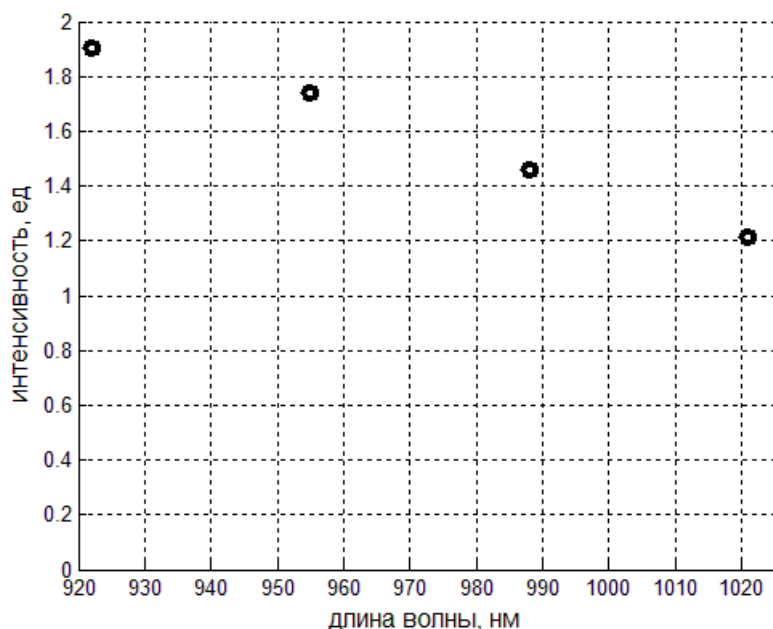


**Рис. 18.** Осциллограммы интенсивности излучения ксеноновой лампы, зарегистрированные каналами системы томсоновского рассеяния.

Для сравнения в систему регистрации вводилось излучение вольфрамовой лампы СИ-8, на рисунке 19 представлены сигналы, зарегистрированные системой томсоновского рассеяния.



**Рис. 19.** Осциллограммы интенсивности излучения вольфрамовой лампы СИ-8, зарегистрированные каналами системы томсоновского рассеяния.



**Рис. 20.** Относительный вид спектра ксеноновой лампы, зарегистрированный каналами системы томсоновского рассеяния в момент времени 7-15 мкс от начала разряда.

На рисунке 20 представлен относительный вид спектра ксеноновой лампы зарегистрированный каналами системы томсоновского рассеяния, восстановленный по формуле (3).

В дальнейшем относительный спектр ксеноновой лампы можно считать известным и использовать этот источник для калибровки всей системы рассеяния, вводя излучение непосредственно в плазменную камеру, что позволит калибровать не только монохроматор с каналами регистрации, а всю систему, включая узел сбора и транспортировки рассеянного излучения.

Для контроля неизменности спектра лампы возможно проведение контрольных калибровок по вольфрамовой лампе.

Оценим точность методики калибровки каналов системы томсоновского рассеяния. Калибровкой системы будем считать поиск относительных значений чувствительности каналов, выражаемой в виде наборов интегралов  $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta_i(\lambda) \cdot a_i(\lambda) d\lambda$ .

Итак, мы имеем регистрируемый  $i$  каналом рассеяния сигнал  $I_i = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L(\lambda, t) \cdot \eta_i(\lambda) \cdot a_i(\lambda) d\lambda$ , где  $L(\lambda, t) \approx L(\lambda_i, t) + \frac{dL(\lambda_i, t)}{d\lambda} (\lambda - \lambda_i)$  – интенсивность излучения источника,  $\eta_i(\lambda) \approx \eta_i(\lambda_i) + \frac{d\eta_i(\lambda_i)}{d\lambda} (\lambda - \lambda_i)$  – спектральная чувствительность фотодиода,  $a_i(\lambda)$  – аппаратная функция монохроматора, имеющая симметричный профиль.



$$\begin{aligned}
I_i &= L(\lambda_i, t) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta_i(\lambda) \cdot a_i(\lambda) d\lambda + \frac{dL(\lambda_i, t)}{d\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta_i(\lambda) \cdot a_i(\lambda) \cdot (\lambda - \lambda_i) d\lambda \\
&= L(\lambda_i, t) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta_i(\lambda) \cdot a_i(\lambda) d\lambda + \frac{dL(\lambda_i, t)}{d\lambda} \cdot \frac{d\eta_i(\lambda_i)}{d\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} a_i(\lambda) \cdot (\lambda - \lambda_i)^2 d\lambda
\end{aligned}$$

Оценка поправочного интеграла дает ошибку порядка 3 %.

## 5 Заключение

В работе исследовано излучение ксеноновой газоразрядной лампы в диапазоне длин волн 720-1050 нм. Наблюдаемые линии совпадают с атомарными линиями Хе I и Хе II.

С целью получения гладких спектров предложено использование отражателя, возвращающего излучение в газоразрядную плазму. Экспериментально показана эффективность этого приема для сглаживания спектра излучения импульсной лампы. Подобраны условия разряда, при которых контрастность линий в спектре минимальна. Она составляет величину порядка 5 %.

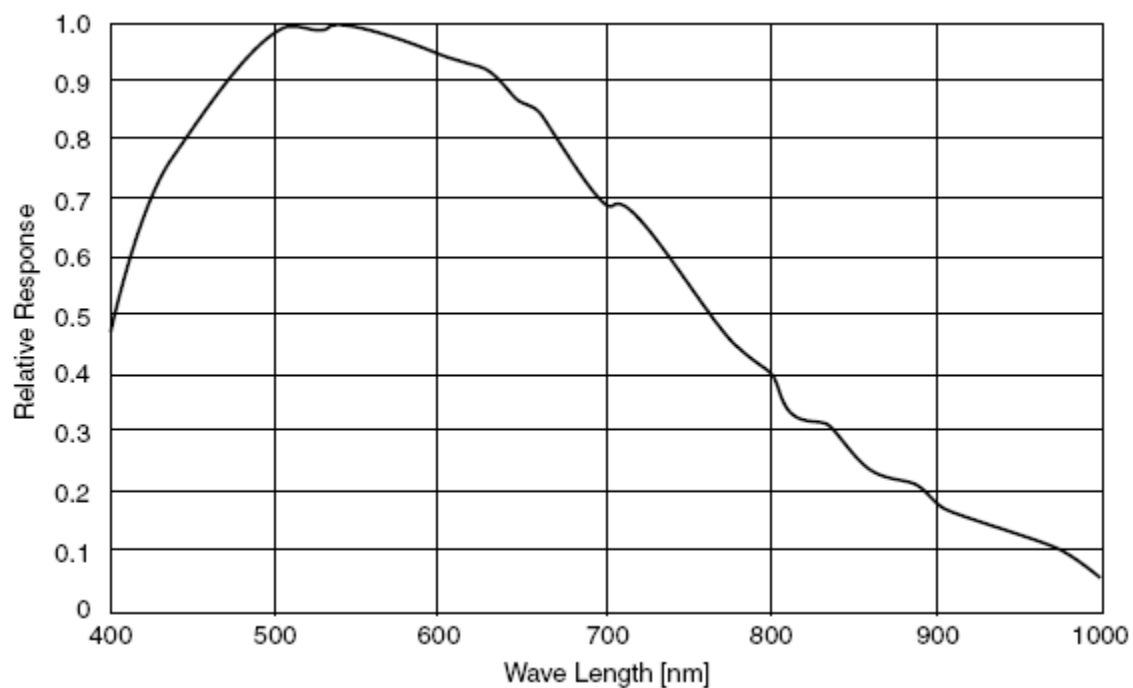
На основе полученных результатов проведена пробная калибровка каналов системы томсоновского рассеяния. Погрешность такой калибровки сверху можно оценить величиной контрастности линий в спектре. Однако в наших условия она меньше, поскольку спектральная ширина каналов значительно превышает характерный размер неоднородности в спектре (например, в текущем эксперименте спектральная ширина одного канала 32 нм). Основной вклад в ошибку измерения, по-видимому, определяется статистическим разбросом от импульса к импульсу. Его величина будет установлена в дальнейших экспериментах.

Дальнейшее исследование механизмов реабсорбции и уширения линий представляет собой методический интерес, например, для атомного практикума ФФ НГУ и курсовых работ.

Полученные в ходе работ навыки исследования и расчета характеристик импульсных ламп могут быть использованы в работе по созданию фотонной мишени для нейтрализации пучков отрицательных ионов.

Автор выражает благодарность за ценные советы и обсуждения д.ф.-м.н. Бурдакову А.В., д.ф.-м.н. Вячеславу Л.Н., к.ф.-м.н. Бурмасову В.С., к.ф.-м.н. Иванову И.А., к.ф.-м.н. Полосаткину С.В. и всему коллективу установки ГОЛ-3.

## 6 Приложение А



**Рис. 21.** Спектральная чувствительность камеры SDU-285.

### Технические характеристики камеры SDU-285

Тип ПЗС матрицы	SONY ICX285AL
Формат кадра	1392 x 1032
Размер пикселя (мкм)	6.45 x 6.45
Время накопления (экспозиции)	7мкс – 4.5мин.
Максимальная частота съемки	7.5 Гц
Разрядность АЦП	12бит

## 7 Список использованной литературы

---

1. Pasqualotto R., Alfier A. Thomson scattering calibration with ultrabright supercontinuum light source // Review of scientific instruments. – 2006. – № 77. – P. 10E502-1–10E502-4.
2. Намитоков К.К., Пахомов П.Л., Харин С.Н. Математическое моделирование процессов в газоразрядной плазме. – Алма-Ата: Наука, 1988. – 208 с.
3. Импульсные источники света / И.С. Маршак, А.С. Дойников, В.П. Жильцов [и др.] / под общ. ред. И.С. Маршака. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергия, 1978. – 472 с.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – изд. 2-ое доп. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
5. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1992. – 536 с.
6. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 720 с.
7. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. – М.: Физматлит, 1963. – 641 с.
8. Котельников И.А. Лекции по физике плазмы: Учеб. пособие для студентов физического факультета НГУ. – Новосибирск: Новосибирский гос. ун-т, 2008. – 554 с.
9. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. – М.: Атомиздат, 1979. – 317 с.
10. NIST Atomic Spectra Database Lines Form. [Электронный ресурс]. URL: [http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html) (дата обращения: 27.05.2010).