

Оптический пробой сред

Симанкович А.Л. Дедков Д.А.

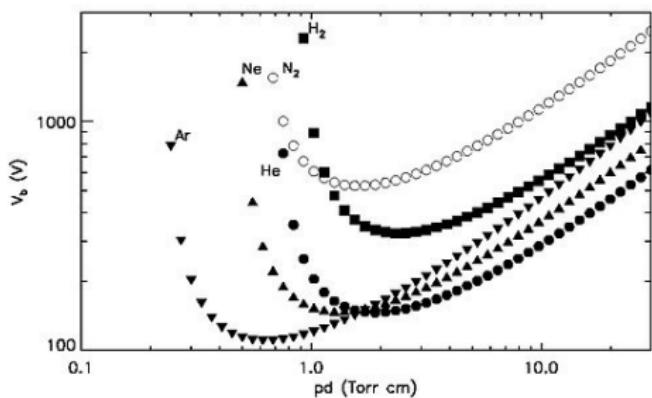
Московский Физико-Технический Институт

Аннотация

В работе рассмотрен эффект оптического пробоя воздуха фокусированным лазерным излучением. Приведено теоретическое описание образования пробоя в газах. Измерены спектры и осцилограммы пробойной искры для различных веществ.

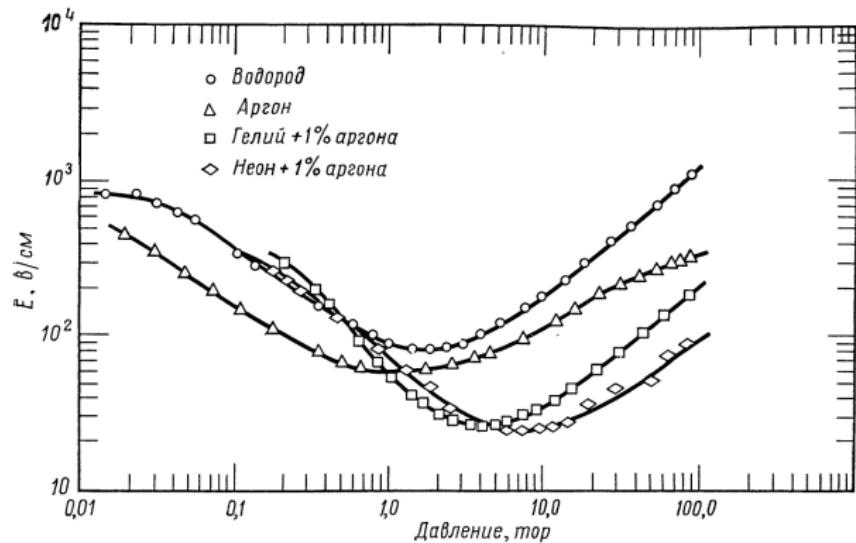
Введение

Статический пробой



Самый известный и хорошо изученный тип пробоя – пробой постоянным напряжением. Его поведение в первом приближении описывается кривыми Пашена. Заметим, что у кривой существует минимум.

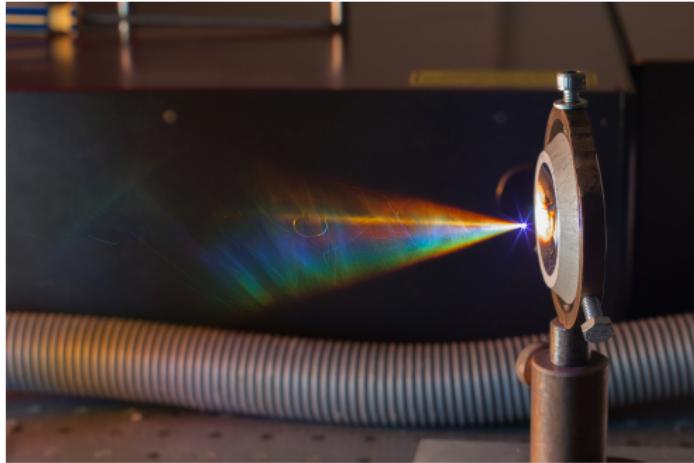
Пробой в переменных полях



Зависимость пробойного поля от давления
($f = 992 \text{ МГц}$, диффузационная длина 0.631 см)

Под действием переменного поля также возникает пробой.
Его минимум для типичных параметров установки
расположен в диапазоне давлений, близких к нормальному.

Оптический пробой



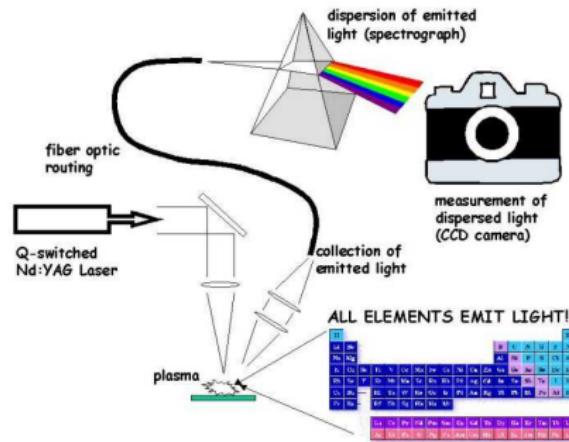
Пробой воздуха фемтосекундным лазером

В данной работе изучается пробой полем оптического диапазона. Характерные значения поля для пробоя газа $E \approx 10^6 \div 10^7$ В/см (для постоянного и СВЧ полей $E \approx 3 \cdot 10^4$ В/см).

$$P \approx 30 \text{ МВт}, \quad d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$$

$$I \approx 10^5 \text{ МВт/см}^2, \quad E \approx 6 \cdot 10^6 \text{ В/см}$$

Применения лазерного пробоя



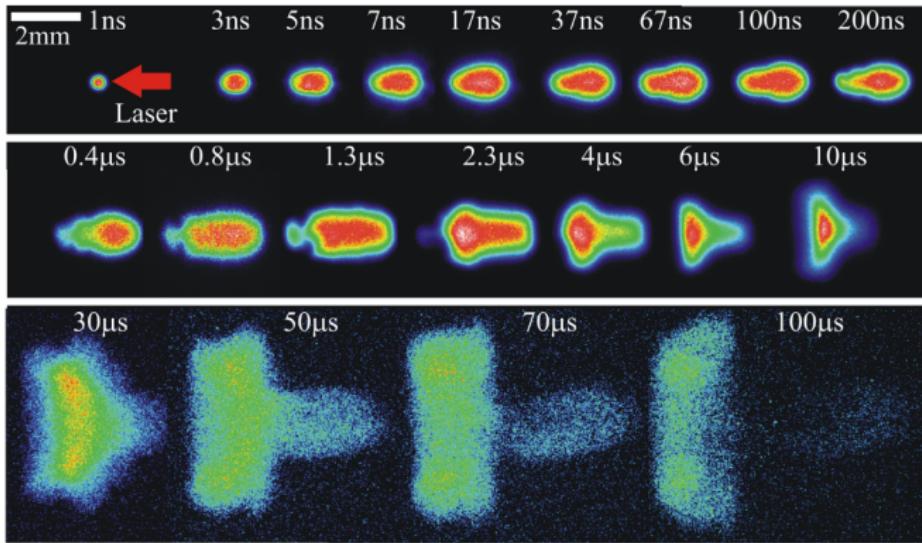
Лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия

Лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия – основное прикладное применение лазерного пробоя.

Явление лазерного пробоя тесно связано с задачами термоядерного синтеза.

Изучение лазерного пробоя позволяет получить важные выводы для квантовой теории.

Стадии искры



Эволюция воздушной искры во времени

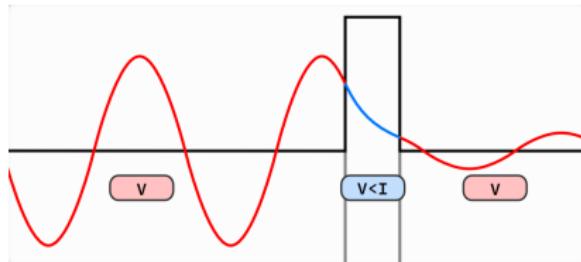
Явление лазерной искры можно разделить на три стадии:

- Пробой: ионизация и появление начальной плазмы.
- Взаимодействие плазмы с лазерным импульсом, движение плазменного фронта.
- Распространение ударной волны, свечение.

Теория

Начало пробоя – ионизация излучением

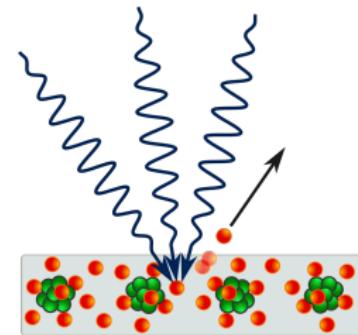
Два механизма вырывания электрона из атома излучением:



Туннельный эффект

- E – поле световой волны.
- I – энергия ионизации.
- $\Delta \sim \frac{I}{eE}$ – ширина потенциального барьера.
- $v \sim \sqrt{I/m}$ – скорость электрона.
- $\tau \sim \Delta/v \sim \frac{\sqrt{Im}}{eE}$ – время пролета барьера.

$\omega\tau \ll 1$ – условие статичности поля.



Многоквантовый фотоэффект

$\omega\tau \gg 1$ – условие получения достаточного числа квантов за колебание.

Оценка для пробоя на оптических частотах дает $\omega\tau \gg 1$.

Оценка порогового поля

Попытаемся оценить пороговое значение поля с помощью теории многоквантового фотоэффекта.

- w – вероятность многоквантового фотоэффекта
- n – количество поглощаемых фотонов
- F – поток квантов

$w \sim F^n \sim E^{2n}$ – вероятность пропорциональна n -ой степени потока квантов.

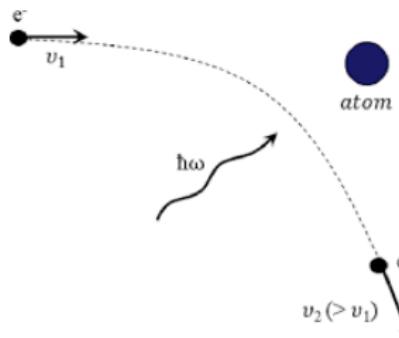
$w \sim \frac{1}{I^n}$ – чем выше порог ионизации, тем ниже вероятность.
 $w \sim \frac{1}{\omega^n}$ – чем ниже частота, тем больше время, за которое электрон может поглотить нужную энергию.

$$w \sim \left(\frac{E^2}{\omega I} \right)^n$$

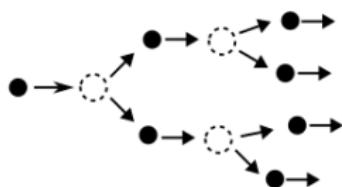
Результат полученный Л.В.Келдышем в рамках квантовой механики:

$$w = B \omega n^{3/2} \left(\frac{\bar{e} \pi e^2 \hbar E}{mc \omega I} \right)^n \quad (1)$$

Развитие пробоя – электронная лавина



Процесс, обратный тормозному излучению

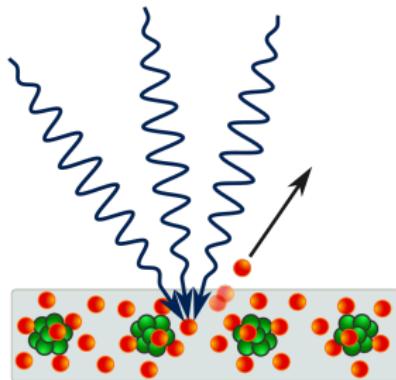


Электронная лавина

В осциллирующем поле, при колебании электронов, в среднем энергия электронов при столкновениях переходит в тепло. По квантовой теории электрон поглощает фотоны при столкновениях с атомами.

В области поля средняя скорость электронов увеличивается. Происходит ионизация. Новые электроны добавляются к свободным, увеличивая скорость ионизации. Формируется электронная лавина.

Развитие пробоя – многоквантовый фотоэффект



Электрон поглощает несколько фотонов одновременно. Суммарная энергия превосходит энергию ионизации:
 $n \cdot h\nu \sim n \cdot 2 \text{ эВ} > I \sim 10 \div 20 \text{ эВ.}$
Электрон отрывается от атома.

Многоквантовый фотоэффект

Для газов при давлениях порядка атмосферного и выше – электронная лавина. Для разреженных – многоквантовый фотоэффект.

Нарастание энергии – классический случай

Изолированный электрон, не испытывающий столкновений с атомами, не забирает энергию у поля, получив ее лишь единожды при появлении поля. Получать энергию можно только за счет столкновений.

Подразумевается, что электрон успевает набрать полную энергию колебаний $\varepsilon_{\text{кол}} = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2$ за время между столкновениями.

Для СВЧ $\hbar\omega \ll \varepsilon_{\text{кол}}$, то есть энергия колебаний составляет много квантов и процесс описывается классически.

Распределяя изменение импульса от удара на промежуток времени между столкновениями мы можем заменить резкие изменения на эквивалентную силу трения, которая рассеивает импульс.

$$m\dot{v} = -mv\nu_m - eE \quad E = E_0 \exp(-i\omega t)$$

$\nu_m = \nu_c(1 - \sqrt{1 - \cos\theta})$ – частота столкновений с учетом угла рассеяния. Решением уравнения является:

$$v = -\dot{\phi}E/m(\nu_c + \dot{\phi}\nu_m)$$

Нарастание энергии – квантовый подход

Отметим, что для фотонов не выполняется требование $\varepsilon_{\text{кол}} \approx 2.3 \cdot 10^{-2}$ эВ $\gg h\nu = 1.8$ эВ (значения для рубинового лазера $\omega = 2.7 \cdot 10^{15}$ 1/с, $E \approx 10^7$ В/см).

Как же быть?

Столкновения все также остаются важны, так как изолированный электрон не может поглощать фотоны – это противоречит ЗСИ.

Поглощение и излучение фотонов электронами при столкновениях – обратные друг другу процессы с близкими вероятностями, но поглощение происходит немного чаще.

Более тщательные выкладки с использованием квантовой механики показывают, что классическая формула является применимой в условиях $\varepsilon \gg h\nu$. Значения $\varepsilon \approx 10$ эВ позволяют применять данную формулу для оценок.

Потери энергии электронов

Существует два рода потерь: упругие и неупругие.

Упругие: отдача части энергии атому при соударении. Роль тем больше, чем легче газ. Работают при всех значениях энергии электрона.

Неупругие: возбуждение атомов. Работают при энергии $2/3I \div 3/4I$ (инертные газы). Неупругие: колебательные состояния молекулярных газов.

Для лавины (статика, СВЧ) возбуждение атомов губительно, поскольку на зарождении лавины электронов мало и шансов для попадания энергичного (хоть и не достаточно для ионизации невозбужденного) электрона с возбужденным мала.

Для оптических частот для возбужденных атомов есть повышение вероятности многоквантового фотоэффекта. Но не на всех частотах это действительно улучшает показатели.

Потери электронов

Основной механизм потерь – диффузия из области фокусного пятна.

Критерий пробоя

Что нам нужно? Нужно, чтобы образовалась лавина.

Потери энергии и потери электронов определяют пороговое значение поля. При этом потери электронов обрывают цепи электронной лавины, тогда как потери энергии лишь затормаживают развитие лавины.

ν_i – частота ионизации атомов электронами. ν_d – частота диффузионных уходов.

Частота ионизации без учета потерь энергии

$$\nu_i = \tau_i^{-1} = \frac{1}{I} \frac{d\varepsilon}{dt}$$

$$\nu_d = \tau_d^{-1} = D/\Lambda^2$$

Λ – диффузионная длина, у нас – порядка размера пятна
(для сферы r/π)

Для электронов в зарождении пробоя характерна свободная
(самостоятельная) диффузия.

$\nu_m = \nu_c(1 - \overline{\cos \theta})$ θ – угол рассеяния.

$(1 - \overline{\cos \theta})$ обычно близка к 1 \Rightarrow можно просто брать $\nu_m = \nu_c$?

$\nu_c = N_a v \sigma_c$, N_a – число атомов в 1 см³, v – скорость электрона, σ_c – сечение упругого рассеяния.

Райзер, с53: У гелия частота столкновений почти не зависит от и энергии электронов $v_m \approx 2,4 \cdot 10^9 P$ (в торр). Полезно знать, что у водорода зависимость $\nu_m(v)$ также слабая и $\nu_m \approx 5.9 \cdot 10^9 P$ (в торр) Аргон: $\nu_m \approx 7 \cdot 10^9 P$ (в торр)

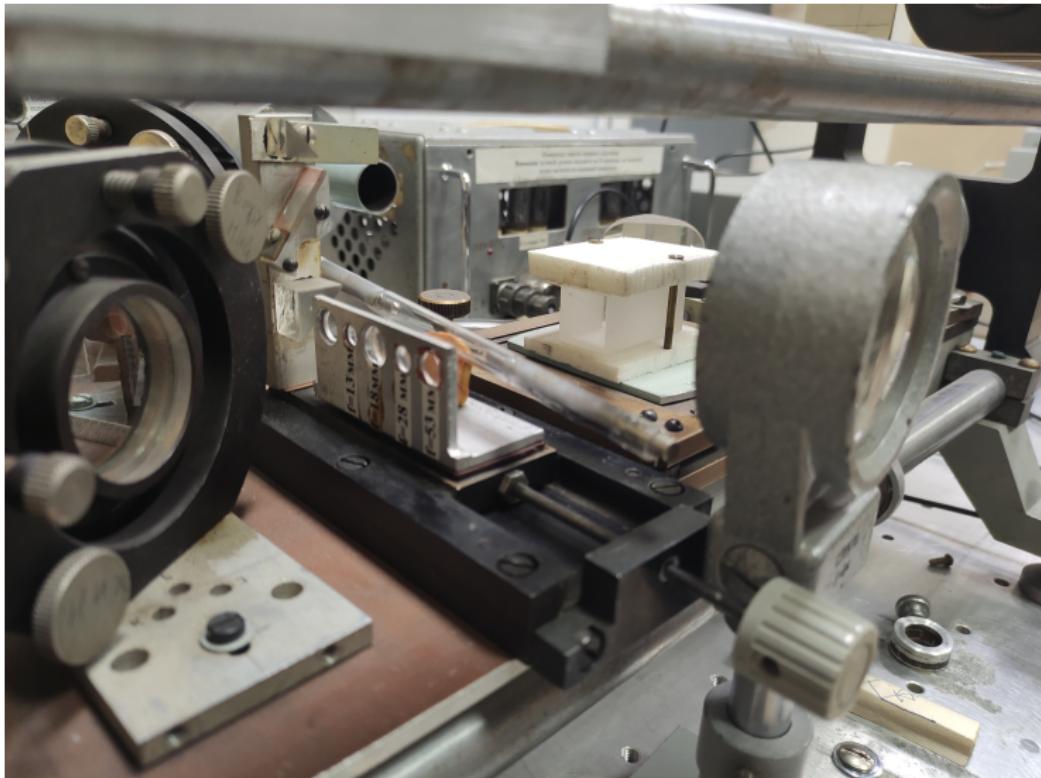
Измерения и Результаты

Экспериментальная установка



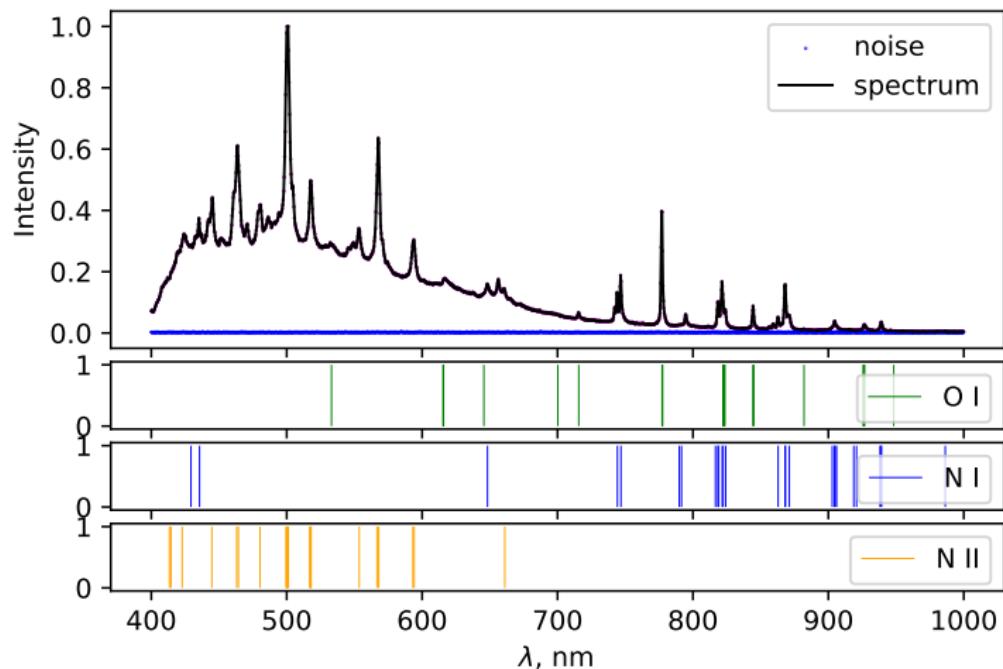
Общий вид установки
(на переднем фоне система линз для фокусировки вспышки)

Экспериментальная установка



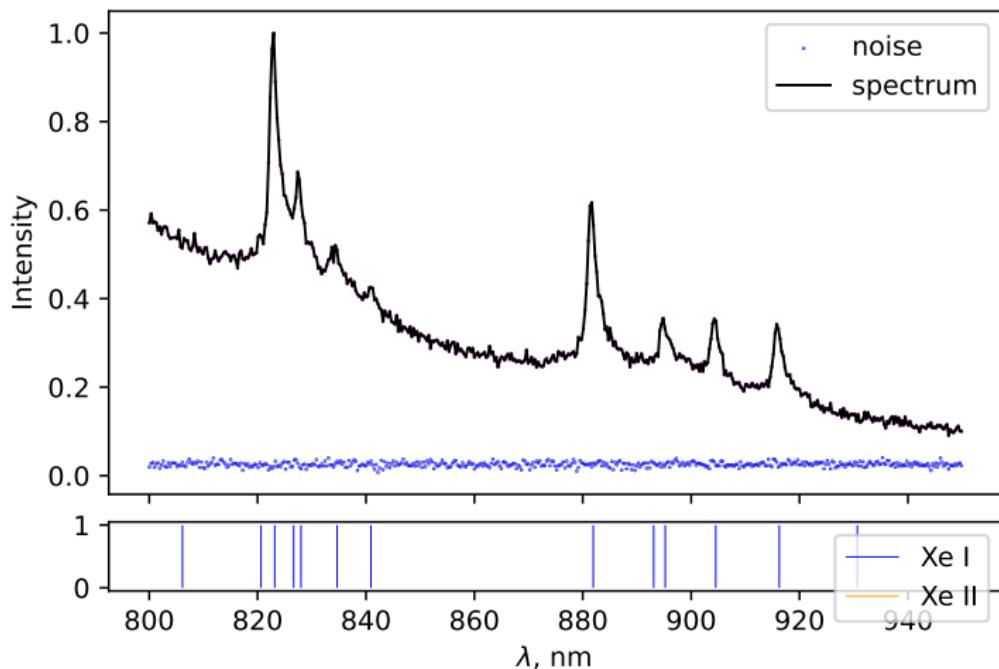
Площадка с набором линз для фокусировки пучка

Спектр воздушного пробоя



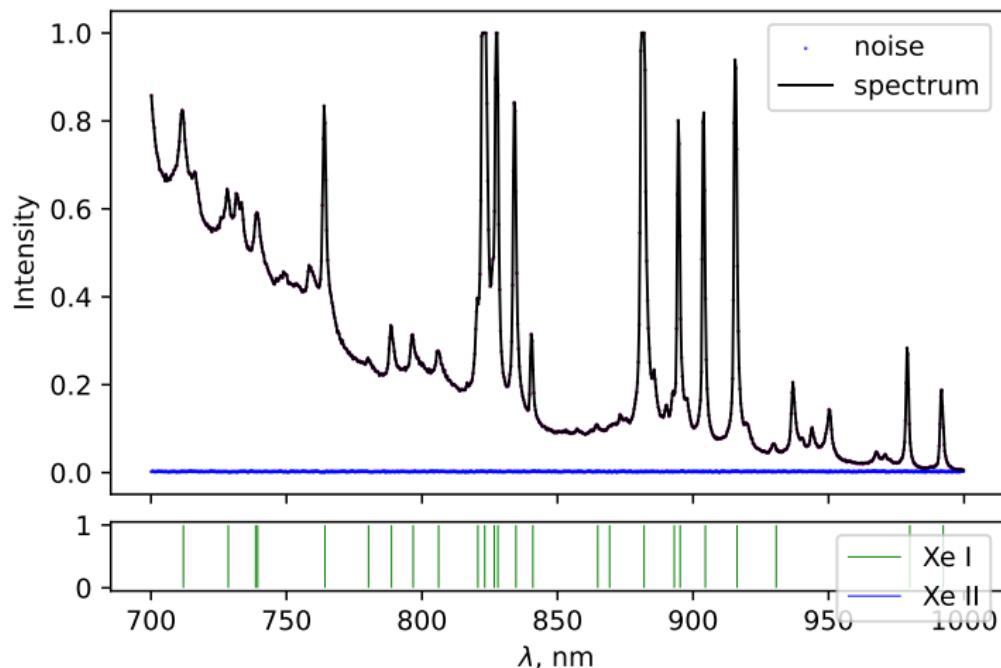
Спектр пробоя в воздухе

Спектр пробоя ксенона



Спектр пробоя ксенона в шаровой лампе

Спектр пробоя ксенона



Спектр пробоя ксенона в длинной лампе

Спектры

in progress...

Осцилограммы

in progress...

Выводы и Заключение

Выводы и Заключение

in progress...

Thank you for your attention!