

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Данилов Павел Александрович

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Исследование рамановского рассеяния линейно поляризованного
излучения в пламени**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №19302

Научный руководитель:

Оценка научного руководителя
д.ф.-м.н. В.М. Дулин

«_____» _____ 20__ г.

Преподаватель практикума

Оценка преподавателя практикума
В.Т. Астрелин

«_____» _____ 20__ г.

Куратор практикума:

к.т.н. В.Т. Астрелин
Итоговая оценка

«_____» _____ 20__ г.

Новосибирск 2020

Оглавление

1. Введение.....	3
2. Теория.....	3
2.1. Спонтанное комбинационное рассеяние.....	4
2.2. Интенсивность электромагнитного излучения.....	4
2.3. Двойное лучепреломление и полуволновая пластина.....	8
3. Эксперимент.....	10
3.1. Описание экспериментальной установки.....	10
3.2. Описание экспериментальной методики.....	10
4. Результаты.....	12
5. Выводы.....	15
6. Литература.....	16

1. Введение

Оптические методы исследования на основе рассеяния Рэлея и спонтанного комбинационного рассеяния широко используются в научных исследованиях для оценки пространственного распределения локальной температуры в газовых течениях. Их зависимость от ориентации поляризации лазерного излучения используется для учета вклада фонового сигнала в исследуемый.

Работа над данной темой позволит подробно разобраться в физических основах спонтанного комбинационного рассеяния, приобрести практические навыки работы с оборудованием, применяемым для проведения научных исследований, освоить основы обработки и анализа экспериментальных данных.

Целью курсовой работы является экспериментальное измерение зависимости интенсивности сигнала спонтанного комбинационного рассеяния от ориентации линейной поляризации лазерного излучения и проведение сравнения с литературными данными. В связи с поставленной целью, необходимо решить следующие задачи:

1. Изучить процесс неупругого рассеяния в пламени;
2. Получить зависимость интенсивности рассеяния от угла поляризации;
3. Сравнить полученные данные с теоретическими.

Объектом исследования является ламинарное пламя Бунзена предварительно перемешанной смеси метан/воздух.

Предметом исследования данной курсовой работы является распределение интенсивности рассеяния в зависимости от ориентации угла поляризации лазерного излучения относительно регистрирующей аппаратуры.

2. Теория

Рассеяние света — рассеяние электромагнитных волн при их взаимодействии с веществом. При этом происходит изменение угла в пространстве, частоты и поляризации излучения относительно падающего излучения.

Рассеяние бывает двух видов: упругое, так называемое, рэлеевское рассеяние, и неупругое, оно же комбинационное. Примером рэлеевского рассеяния служит рассеяние света в атмосфере, которая является

оптически мутной средой. А так как воздух рассеивает свет с короткой длиной волны сильнее, чем с длинной, то мы видим небо именно голубым. Это обусловлено тем, что интенсивность рассеяния Рэлея пропорциональна $1/\lambda^4$, где λ – длина волны, что будет показано далее. Из этого соотношения видно, что фиолетовый участок видимого спектра рассеивается приблизительно в 16 раз интенсивнее красного. Бытовой пример наблюдения неупругого рассеяния привести достаточно сложно, ведь его интенсивность на несколько порядков меньше интенсивности рэлеевского рассеяния. Разберемся как зависит тип рассеяния от частоты рассеянного излучения. Пусть $\omega_{\text{п}}$ и $\omega_{\text{р}}$ – частоты падающей и рассеянной волны соответственно. Тогда:

- если $\omega_{\text{п}} = \omega_{\text{р}}$ – упругое рассеяние
- если $\omega_{\text{п}} \neq \omega_{\text{р}}$ – неупругое рассеяние
 - при $\omega_{\text{п}} > \omega_{\text{р}}$ – стоксово рассеяние
 - при $\omega_{\text{п}} < \omega_{\text{р}}$ – антистоксово рассеяние

2.1. Спонтанное комбинационное рассеяние

В данной работе нас будет интересовать неупругое рассеяние на атомных колебаниях в молекуле. Выделяют два вида комбинационного рассеяния: спонтанное (СКР) и вынужденное (ВКР). При спонтанном комбинационном рассеянии результатом является некогерентное излучение с интенсивностью на несколько порядков ниже изначальной. При вынужденном – когерентное и его интенсивность сравнима по величине с интенсивностью возбуждающего света.

2.2. Интенсивность электромагнитного излучения

Интенсивностью называют скалярную величину, количественно равную энергетической характеристики распространяющегося в заданном направлении электромагнитного излучения, пропорциональную квадрату амплитуды его волны [1]. Электромагнитное излучение представляет собой совокупность волн, колебания в которых совершают напряжённость электрического поля и магнитная индукция. Для монохроматической линейно поляризованной волны с амплитудой напряжённости электрического поля E_0 интенсивность равна:

$$I = \frac{cE_0^2}{8\pi} \quad (1)$$

Монохроматическая волна — волна, частотный спектр которой состоит только из одной величины.

Поляризация излучения – это характеристика волны, описывающая векторы напряженности электрического и магнитного полей в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Линейная поляризация – поляризация, при которой колебания происходят в какой-то одной плоскости в пространстве.

Чтобы понять как интенсивность спонтанно комбинационно рассеянного излучения связана с его поляризацией, можно обратиться к теории, данной Рэлеем. Для начала, нужно сказать, что в неоднородной неподвижной изотропной среде распространение света описывается уравнениями Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \operatorname{div}(\mathbf{H}) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где диэлектрическая проницаемость ε является функцией координат. Выделим в ней постоянную часть ε_0 , полагая $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon$. Будем понимать под ε_0 диэлектрическую проницаемость оптически чистой среды. Далее, представим электромагнитное поле в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}'$, где \mathbf{E}', \mathbf{H}' - поле рассеянного света, а $\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0$ удовлетворяют уравнениям Максвелла в однородной среде, то есть это поле падающей волны, которая распространялась бы в оптически чистой среде. Подставив это в (2) получим:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}' - \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} &= \frac{\delta\varepsilon}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \operatorname{div}(\varepsilon_0 \mathbf{E}') &= -\operatorname{div}(\delta\varepsilon \mathbf{E}), \\ \operatorname{rot} \mathbf{E}' - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial t} &= 0, & \operatorname{div}(\mathbf{H}') &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, для поля \mathbf{E}', \mathbf{H}' получились такие же уравнения Максвелла, как в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_0 . Только первые два из этих уравнений содержат правые части, которые можно рассматривать как дополнительные источники электромагнитных волн. Если ввести обозначение

$$\delta \mathbf{P} = \frac{\delta\varepsilon}{4\pi} \mathbf{E}, \quad (4)$$

То эти два уравнения перейдут в

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}' - \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{P}, \quad \operatorname{div}(\varepsilon_0 \mathbf{E}') = -4\pi \operatorname{div}(\delta \mathbf{P}).$$

Из них видно, что в среде появляется дополнительная поляризация, так что каждый элемент объема среды δV получает дополнительный дипольный момент $\delta V * \delta \mathbf{P}$.

Теперь допустим, что оптическая неоднородность создается одинаковыми шариками радиуса a , беспорядочно распределенными по объему. Пусть среднее расстояние между шариками велико по сравнению с a , а сами шарики малы по сравнению с длиной волны. Тогда, при вычислении электрического поля \mathbf{E} внутри шарика, можно считать внешнее поле световой волны \mathbf{E}_0 однородным. Поле \mathbf{E} также однородно и определяется выражением

$$\mathbf{E} = \frac{3\varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \mathbf{E}_0,$$

где ε – диэлектрическая проницаемость шарика, а ε_0 – окружающей среды. Дополнительная поляризация, согласно формуле (4), будет отлично от нуля только внутри шариков, где она равна

$$\delta \mathbf{P} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{4\pi} \mathbf{E} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{4\pi} \frac{3\varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \mathbf{E}_0,$$

а дополнительный дипольный момент шарика

$$\mathbf{p} = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} (\varepsilon - \varepsilon_0) a^3 \mathbf{E}_0. \quad (5)$$

Так как падающая волна поляризована линейно, то векторы \mathbf{p} и \mathbf{E} все время будут параллельны одному и тому же неизменному направлению. Электрическое поле диполя \mathbf{p} на больших расстояниях r от него определяется выражением

$$\mathbf{E}_1 = \frac{\sin(\varphi)}{c^2 r} [\ddot{\mathbf{p}}] = -\frac{\omega^2 \sin(\varphi)}{c^2 r} [\mathbf{p}],$$

где φ – угол между осью диполя \mathbf{p} и направлением рассеянного излучения, ω – частота волны в вакууме. Рассеянный свет поляризован линейно, причем электрический вектор лежит в плоскости, проходящей через ось диполя \mathbf{p} и направление излучения. Для интенсивности света, рассеянного одним шариком, электродинамика дает

$$I_1 = \frac{\sin^2(\varphi)}{4\pi\varepsilon_0 v^3 r^2} \overline{\ddot{\mathbf{p}}^2} = \frac{\omega^4 \sin^2(\varphi)}{4\pi\varepsilon_0 v^3 r^2} \overline{\mathbf{p}^2}, \quad (6)$$

где $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$ – скорость света в рассматриваемой среде.

Интенсивность падающей волны равна

$$I_0 = \frac{c}{4\pi} \overline{E_0 H_0} = \frac{v}{4\pi} \varepsilon_0 \overline{E_0^2}.$$

Воспользовавшись выражениями (5) и (6), получим

$$I_1 = 9\varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{\omega^4 a^6 \sin^2(\varphi)}{c^4 r^2} I_0 = 9\varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{\pi^2 V_1^2 \sin^2(\varphi)}{\lambda^4 r^2} I_0, \quad (7)$$

где λ – длина волны в вакууме, $V_1 = \frac{4}{3}\pi a^3$ – объем шарика.

Далее рассмотрим рассеяние в идеальных газах, вызываемое молекулами воздуха. Оно вызывается тепловыми флуктуациями показателя преломления, которые делают среду оптически мутной. При переходе от одного шарика к молекулам, промежуточным этапом будет рассеяние объемом V , содержащим очень много шариков. Отличие, вызванное этим переходом, будет состоять в том, что нужно дополнительно ввести N – среднее число шариков в единице объема. Тогда, учитывая, что их среднее число в объеме V будет NV , то интенсивность рассеянного света будет равна

$$I = 9\varepsilon_0^2 \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{V_1^2 \sin^2(\varphi)}{\lambda^4 r^2} NV I_0 \quad (8).$$

При молекулярном рассеянии, интенсивность света можно вычислить следующим образом: разделим среду на элементарные объемчики $\delta_i V$, малые по сравнению с кубом длины волны, но содержащие еще очень много молекул. Дополнительный дипольный момент объемчика $\delta_i V$, обусловленный флуктуациями диэлектрической проницаемости, будет

$$\mathbf{p} = \frac{\delta_i \varepsilon \cdot \delta_i V}{4\pi} \mathbf{E}_0$$

Это выражение отличается от (5) только коэффициентом при \mathbf{E}_0 . Поэтому, предполагая падающий свет линейно поляризованным, для средней интенсивности света, рассеиваемого $\delta_i V$ можно сразу написать

$$I_i = \frac{\pi^2 \sin^2(\varphi)}{\lambda^4 r^2} I_0 (\delta_i V)^2 \overline{(\delta_i \varepsilon)^2} \quad (9).$$

В случае идеальных газов

$$\varepsilon_i = 1 + \frac{2N_i}{\delta_i V} \frac{n - 1}{N},$$

где N_i – число молекул в объемчике $\delta_i V$, n – показатель преломления. Поскольку объемчик $\delta_i V$ фиксирован в пространстве, то есть не флуктуирует, получаем $\delta_i V \cdot \delta \varepsilon_i = (n - 1) \delta N_i / N$, то есть рассеяние света вызывается флуктуациями числа молекул в объемчике $\delta_i V$. Учитывая, что $\overline{(\delta N_i)^2} = \overline{N_i} = N \delta_i V$, имеем

$$I_i = \frac{4\pi^2(n-1)^2}{N\lambda^4} \sin^2(\varphi) I_0 \delta_i V.$$

Чтобы найти интенсивность I света, рассеянного конечным объемом V , надо I_i умножить на число элементарных объемчиков в объеме V , то есть на $V/\delta_i V$. Это нам дает следующее выражение:

$$I = \frac{4\pi^2(n-1)^2 V}{N\lambda^4} \sin^2(\varphi) I_0. \quad (10)$$

Из полученного выражения видно, как интенсивность рассеянного излучения I зависит от ориентации поляризации φ , а именно $I \sim \sin^2(\varphi)$ [2]. Также, оно отражает введенную ранее зависимость интенсивности I от длины волны λ вида $1/\lambda^4$.

2.3. Полуволновые пластины и двойное лучепреломление

Волновая пластина является оптическим устройством, которое приводит к изменению поляризации электромагнитной волны, распространяющейся через него. Одним из самых распространенных типов волновых пластин являются полуволновые, которые сдвигают направление поляризации линейно поляризованного света. Они сделаны из двулучепреломляющего материала. Двойное лучепреломление – явление разложения в анизотропных средах света на две линейно поляризованных составляющих. У такого материала показатели преломления для света, линейно поляризованного вдоль одной определенной оси, и для света, поляризованного вдоль перпендикулярной оси, отличаются [3]. Падающий на полуволновую пластину неполяризованный свет делится на обыкновенный (о) луч, параллельный обыкновенной оси с показателем преломления n_o , и необыкновенный (н), параллельный необыкновенной оси с показателем преломления n_n . Ориентация поляризации этих лучей направлена во взаимно-перпендикулярных плоскостях (рис. 1). Является ли пластина полуволновой, зависит от толщины кристалла, длины волны света и изменения показателя преломления. Путем выбора соответствующего соотношения между этими параметрами можно внести контролируемый фазовый сдвиг между перпендикулярными компонентами поляризации световой волны, тем самым изменяя ее поляризацию. Это соотношение выглядит следующим образом:

$$\Gamma = \frac{2\pi\Delta nL}{\lambda_0},$$

где Γ – величина относительной фазы, которую пластина сообщает компонентам; Δn – разница между n_o и n_n ; L – толщина пластины; λ_0 – длина волны света в вакууме [3].

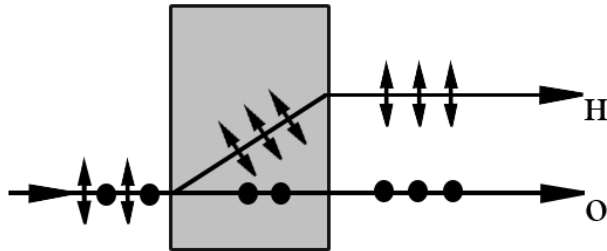


Рис. 1. Разделение падающего неполяризованного излучения на обыкновенный (o) и необыкновенный (n) лучи в полуволновой пластине.

Если на двулучепреломляющий материал падает поляризованный свет, то при выходе необыкновенный луч отстает от обыкновенного на некоторую разность хода. То есть излучение остается плоско поляризованным, но угол поляризации меняется. Полуволновой фазовой пластиной называется пластина, вводящая между обыкновенным и необыкновенным лучами разность хода, равную половине длины волны. Иными словами, когда полуволновая пластина повернута на угол φ , выходной угол поляризации изменяется на 2φ [4]. Таким образом, вращая полуволновую пластину, можно менять угол поляризации проходящего через неё плоско поляризованного лазерного излучения (рис. 2).

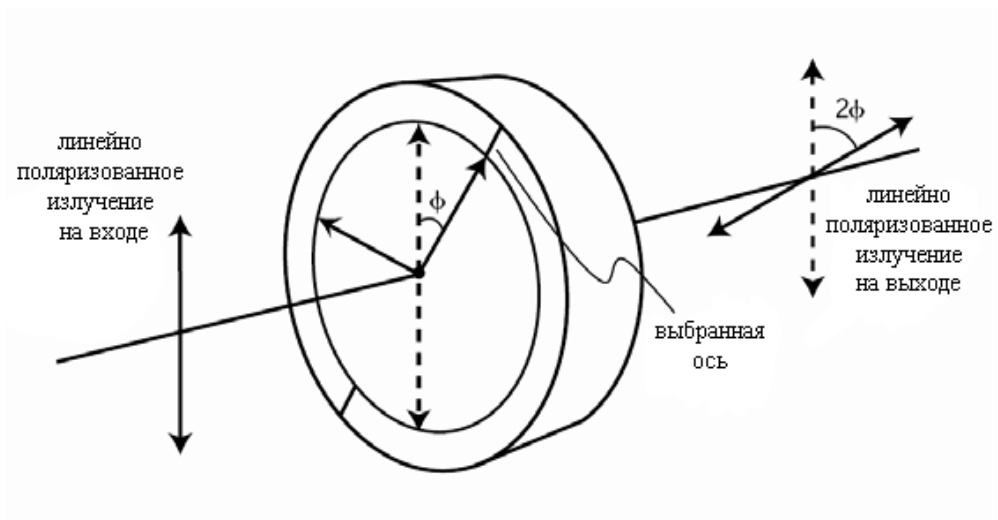


Рис. 2. Изменение угла поляризации.

3. Эксперимент

3.1. Описание экспериментальной установки

В качестве источника излучения была использована вторая гармоника импульсного Nd:YAG-лазера (Spectra-Physics Quanta-Ray Nd:YAG Laser) с длиной волны 532 нм. Установленная на выходе лазера полуволновая пластина позволяла получать сигнал с ориентацией поляризации в диапазоне от 0° до 90° . Для регистрации сигнала СКР была использована ПЗС-камера с электронно-оптическим преобразователем и усилителем Princeton instruments PI-MAX-4 (размер матрицы 1024×1024 пикселей, динамический диапазон 16 bit). Интенсивность сигнала спонтанного комбинационного рассеяния была зарегистрирована с использованием полосно-блокирующего фильтра (OD 6.0 Multi-Notch Filters) на длине волны лазера, с целью подавления рассеяния Рэлея. Также, использовался перестраиваемый поляризационный фильтр Лио-Эмана на основе жидких кристаллов (VariSpec LC). Для организации потока с горением было использовано профилированное осесимметричное сопло формы Витошинского. Внутренний диаметр выходного сечения сопла составлял 15 мм. Были проведены измерения в ламинарном пламя Бунзена предварительно перемешанной смеси метан/воздух, $Re = 1000$, $\Phi = 0.97$.

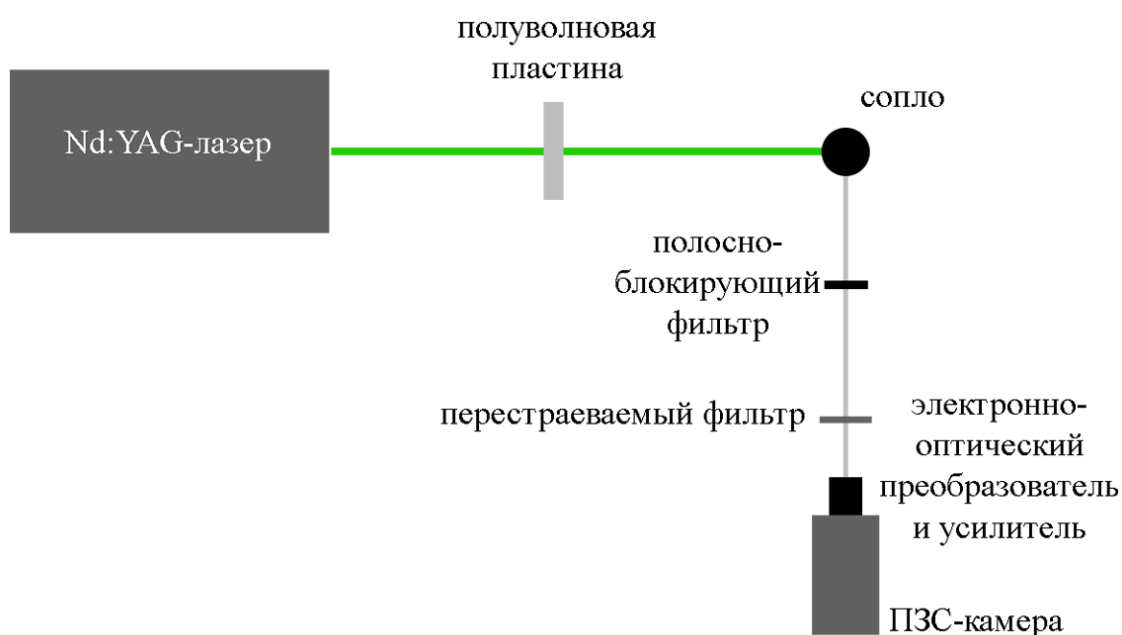


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

3.2. Описание экспериментальной методики

Для спонтанного комбинационного рассеяния в пламени методика выглядит следующим образом: лазер генерирует монохроматическое линейно поляризованное излучение с длиной волны 532 нм, которое

проходит через полуволновую пластину. Меняя угол поворота пластины от 0° до 45° с шагом 7.5° , на выходе мы получаем излучение с ориентацией поляризации от 0° до 90° с шагом 15° . Для СКР в воздухе, в отсутствие пламени, предельваются похожие действия, за исключением того, что полуволновая пластина вращается от 0° до 90° с шагом 2.5° , то есть на выходе излучение будет с ориентацией поляризации от 0° до 180° с шагом 5° . С целью повышения соотношения сигнал–шум при оценке величины интенсивности, камера работала в режиме накопления по 200 импульсам лазера с экспозицией при каждом импульсе длительностью 30 нс. Также, для повышения этого соотношения было проведено объединение пикселей по области размером 8×8 . Далее, было проведено осреднение распределений интенсивности по 20 реализациям для каждого угла ориентации поляризации. В результате размер изображений составил 128×128 пикселей. Интенсивность сигнала СКР была зарегистрирована на длине волны 607.3 нм. Затем строится график зависимости интенсивности в пламени от угла поляризации. Для этого интенсивность усредняется по области, в которой зарегистрирован сигнал. Полученный результат сравнивается с теорией.

4. Результаты

После описанной обработки полученных данных имеем:

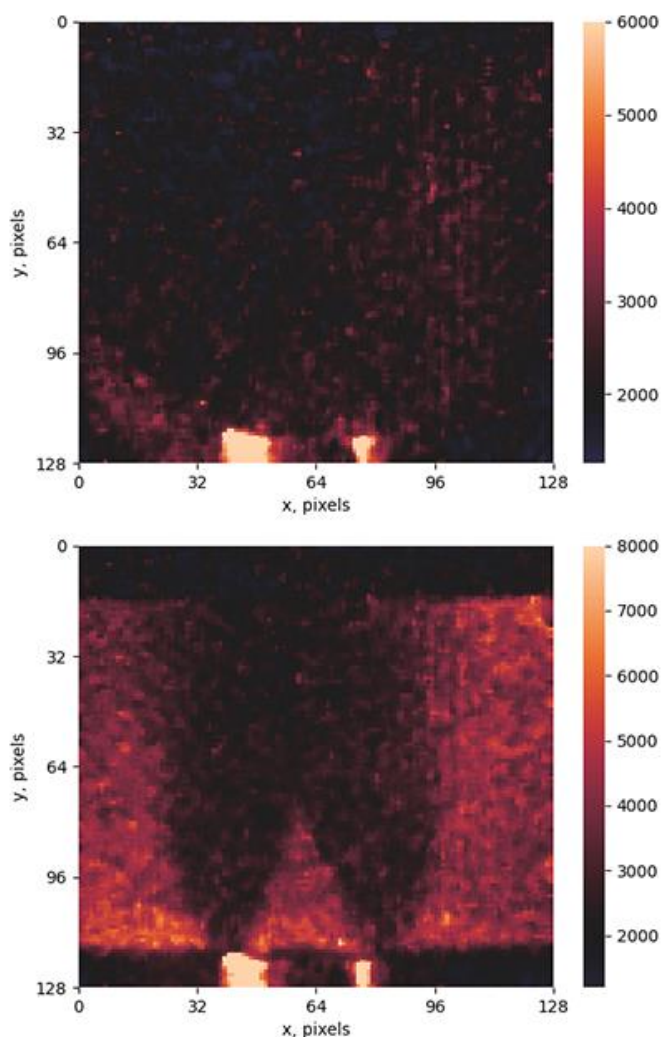


Рис. 4. Сверху пример интенсивности СКР в пламени при ориентации поляризации 0° , снизу – при ориентации поляризации 90°

По распределению интенсивности видим, что интенсивность сигнала в пламени получились достаточно низкой, по сравнению с интенсивностью в воздухе. Среднее значение интенсивности СКР в пламени близко по значению к фоновому сигналу. Это связано с тем, что в пламени из-за высокой температуры на единицу объема в 5-7 раз меньше молекул, чем в воздухе. Для явной зависимости интенсивности от поляризации можно рассмотреть СКР в воздухе. Проведя описанные выше действия в отсутствии пламени, получим следующий результат:

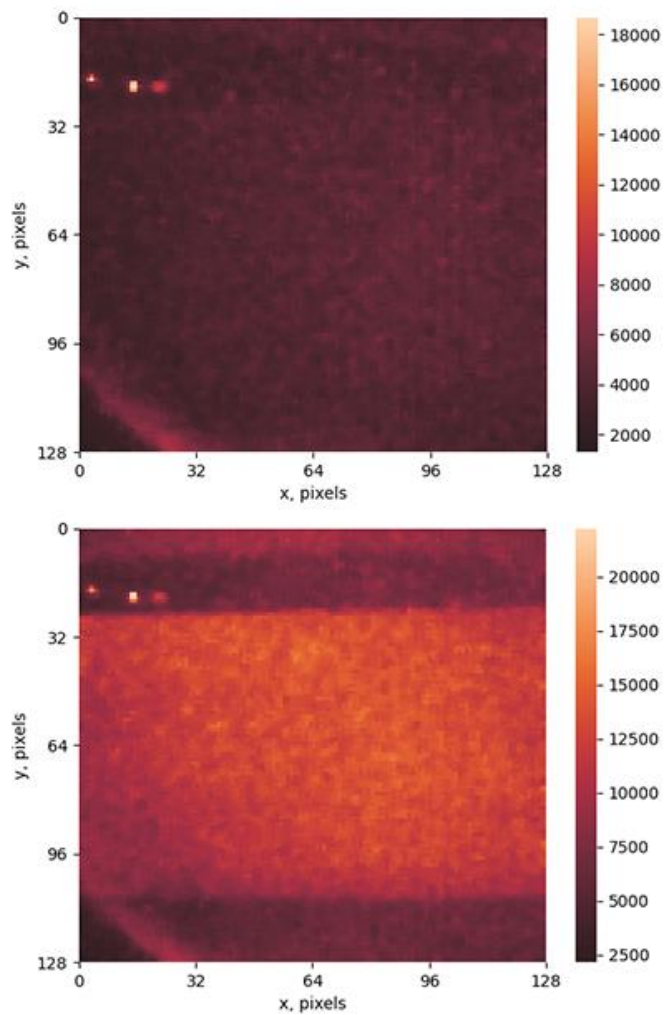


Рис. 5. Сверху пример интенсивности СКР в воздухе при ориентации поляризации 0° , снизу – при ориентации поляризации 90°

Полученные результаты дополнительно исследуются: интенсивность в пламени усредняется и строится график зависимости средней интенсивности от угла поляризации. Для СКР в воздухе, в отсутствие пламени, получается следующий график:

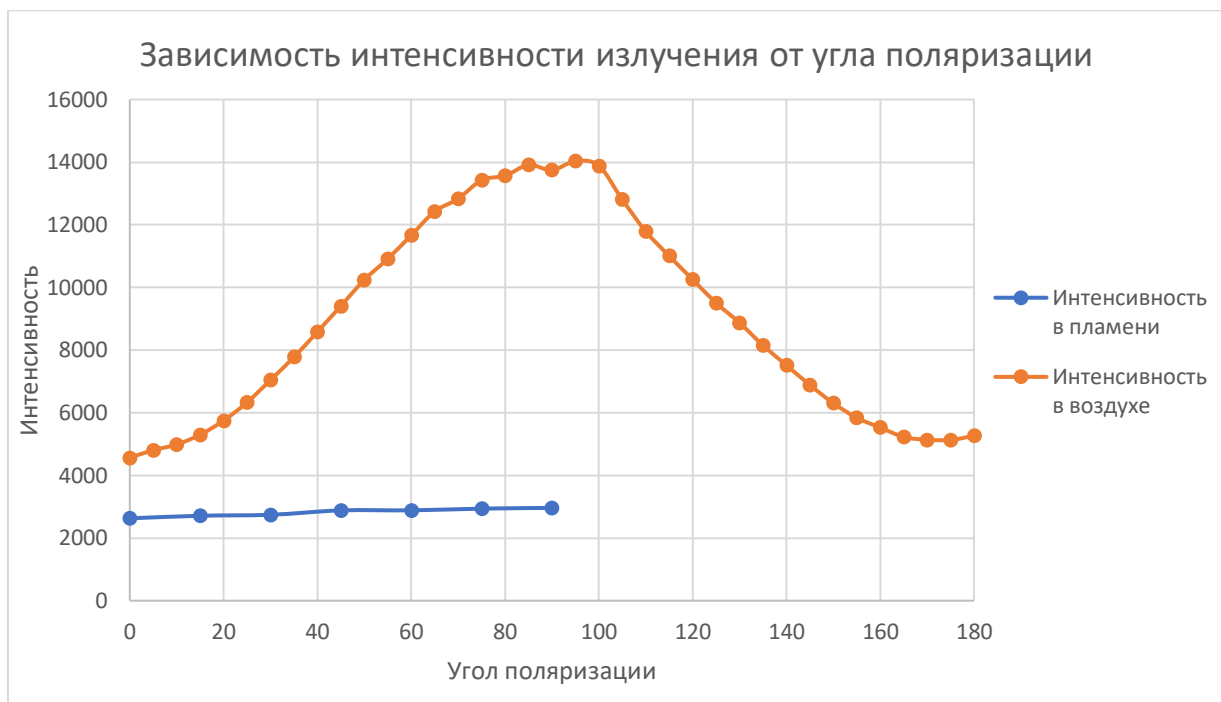


Рис. 6. Изображена зависимость интенсивности излучения от угла поляризации

На основе полученных данных можно сказать, что интенсивность комбинационно рассеянного излучения действительно зависит от поляризации падающего излучения, причем эта зависимость согласуется с теорией. Это можно наглядно увидеть, поместив на одной диаграмме экспериментально полученный график и то, как он должен выглядеть, руководствуясь теорией:

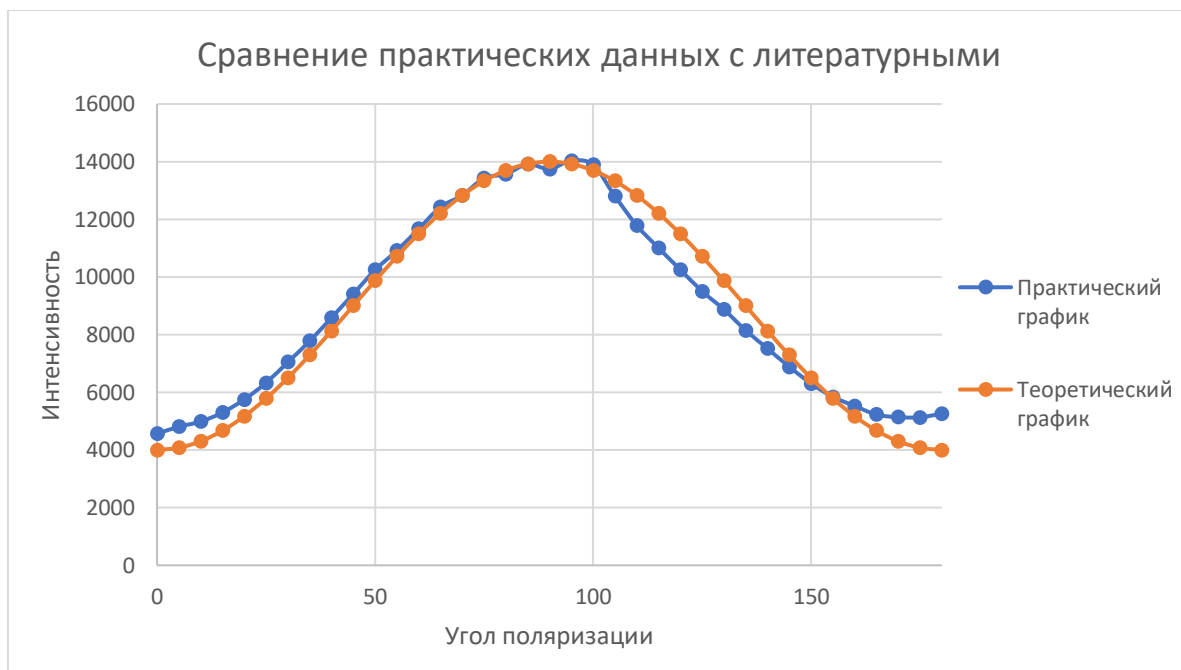


Рис. 7. Сравнение практических данных с литературными

Теоретический график строится из уравнения (10): $I = A \cdot \sin^2(\varphi) + B$, где A – коэффициент, обусловленный регистрирующей системой, B – константа, связанная с фоновым сигналом.

5. Выводы

Процесс спонтанного комбинационного рассеяния экспериментально изучен. При изменении ориентации поляризации падающего излучения наблюдалось изменение интенсивности комбинационно рассеянного излучения. Для исследования была собрана экспериментальная установка, с помощью которой были получены данные об интенсивности СКР в пламени и в воздухе при разных значениях ориентации поляризации. Для проверки полученных результатов были построены зависимости интенсивности СКР от ориентации поляризации, которые в дальнейшем были сопоставлены с теоретическими данными, из чего был сделан вывод, что результат согласуется с высокой точностью.

6. Литература

- 1) <https://bigenc.ru/physics/text/2014049> - Большая российская энциклопедия
- 2) Сивухин Д. В. Общий курс физики. — М.. — Т. IV. Оптика
- 3) RP Photonics Encyclopedia of Laser Physics and Technology
- 4) <http://www.holographypro.com/ru/spravochnik/elementy-opticheskikh-skhem/poluvolnovaya-plastinka>