

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Физический факультет

Кафедра оптики и спектроскопии

СТАТИСТИЧЕСКИЕ И ФРАКТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА ПРОСТРАНСТВЕННО-
ВРЕМЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Лабораторная работа № 34

компьютерного раздела специального практикума кафедры оптики и спектроскопии

Авторы:

доц. Вохник О.М.

инж. Грушина Н.В.

с.н.с. Зотов А.М.

проф. Короленко П.В.

Москва

2013 г.

Содержание

Оглавление

Введение	3
1. Краткие теоретические сведения	4
1.1. Свойства спекл-полей.....	4
1.2. Особенности распространения лазерных пучков через турбулентные среды [4].....	7
1.3. Фрактальная обработка сигналов	10
2. Экспериментальная часть	14
2.1. Описание экспериментальной установки.....	14
2.2. Техника безопасности	15
2.3. Порядок выполнения работы.....	17
3. Обработка экспериментальных данных и отчет по задаче.....	18
Обработка данных к упражнению 1.....	18
Обработка данных к упражнению 2.....	19
Литература	20
Приложение	21
Работа с оптическими элементами, юстировка	22
Инструкция по съёмке видео и разбивке на кадры высокоскоростной камерой Pulnix со скоростью 400Гц.....	23
Сохранение результата обработки для отчета.....	32

Введение

В современной оптике большое внимание уделяется анализу стохастических световых структур. Такие структуры могут формироваться при прохождении оптического излучения через случайно-неоднородные объекты (неоднородные фазовые пластины, турбулентные среды) или при отражении от них (например, от шероховатых поверхностей). Изучение основных закономерностей, определяющих связь между стохастическими характеристиками излучения и свойствами объекта, представляет как общетеоретический, так и практический интерес. В частности, знание этих закономерностей позволяет разработать эффективные методы оптической диагностики, без которой невозможно совершенствование разнообразных технологических процессов.

Среди развиваемых в настоящее время методов анализа стохастических световых структур важное место занимают фрактальные методы. С ними можно познакомиться, используя материалы учебных пособий “Оптика когерентного излучения” [1], “Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Фрактальный анализ и вейвлет-преобразования” [2], которые отражают содержание ряда спецкурсов, читаемых на кафедре оптики и спектроскопии (см. сайт <http://optics.sinp.msu.ru/stud/stud.html>). Несмотря на то, что фрактальные подходы были описаны в литературе достаточно давно, они не вошли еще в широкую практику экспериментальных и теоретических оптических исследований.

Выполнение данной лабораторной работы преследует цель познакомить учащихся, со статистическими и фрактальными методами анализа свойств световых структур, формирующихся при прохождении оптического излучения через случайно-неоднородные объекты. В роли таких объектов выступают случайно-неоднородные матовые пластины и турбулентные среды.

Работа выполняется на учебно-научной установке, оснащение которой позволяет решать широкий круг задач, связанных с регистрацией и последующей компьютерной обработкой световых пучков со сложной пространственно-временной структурой. Несмотря на то, что рассматриваемые объекты имеют различную физическую природу, применяемые методы позволяют с единых позиций оценивать как статистику, так и скейлинг (масштабную инвариантность) в характеристиках рассеянных объектом световых пучков. Поскольку в задаче исследуются свойства случайных световых полей, для ее успешного выполнения требуется знание основных положений математической статистики [3], а также ее использования для описания распространения лазерного излучения через случайно-неоднородные среды [4]. Существует необходимость также во

владении первичными навыками компьютерной обработки видеоизображений и в проведении вычислений в среде Mathcad [5].

Задача включает два упражнения. Первое упражнение посвящено изучению свойств спекл-полей, формирующихся при прохождении лазерного пучка через матовую пластину. Второе – исследованию флуктуационной структуры излучения, прошедшего турбулентную среду. И в первом, и во втором упражнениях наряду с определением общих статистических характеристик флуктуаций излучения требуется обнаружить проявление в них скейлинга и оценить фрактальную размерность.

1. Краткие теоретические сведения

1.1. Свойства спекл-полей

Когда наблюдатель рассматривает или фотографирует в когерентном свете диффузно отражающий или пропускающий объект, то структура регистрируемого излучения кажется ему зернистой. Создается впечатление, что она покрыта множеством мелких, хаотически расположенных светлых и темных пятнышек – так называемых спеклов (рис.1). Поля с подобной структурой называют спекловыми или спекл-полями.

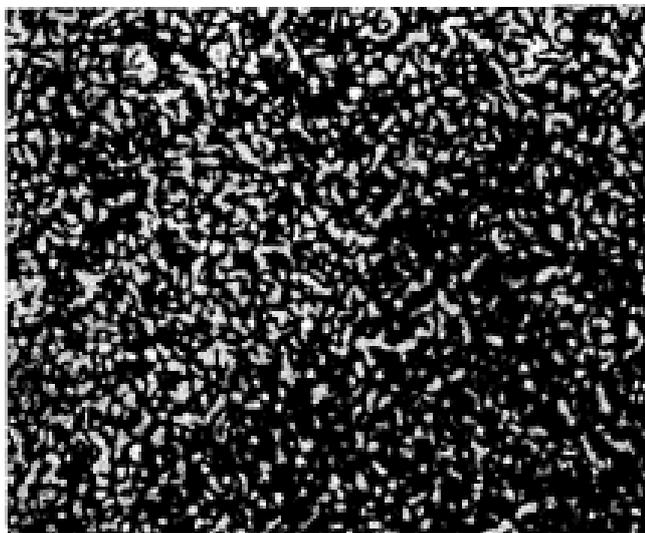


Рис. 1. Спекл-структура на фрагменте изображения объекта.

Физическая природа спеклов очень проста. Они являются результатом интерференции многих световых волн от различных точек объекта. Если предположить, что спекл-поле формируется в результате равномерного освещения диффузора (например, матового стекла) шириной L , то размер спеклов можно оценить из следующих соображений (рис. 2).

Для простоты рассмотрим зависимость интенсивности только от координаты y . Спекл-структура, наблюдаемая в плоскости на расстоянии z от диффузора, представляет собой суперпозицию интерференционных картин, возникающих при рассеянии света каждой парой точек на диффузоре. Две любые точки, разделенные расстоянием l , дают интерференционные полосы с частотой $f = \frac{l}{\lambda z}$. Наиболее тонкие полосы, т.е. полосы с наибольшей пространственной частотой $f_{\max} = \frac{L}{\lambda z}$ будут образованы крайними точками диффузора. Для меньших расстояний l существует большое количество пар точек, дающих полосы с частотой, определяемой расстоянием между ними. Число пар таких точек, разделенных расстоянием l , пропорционально $L - l$.

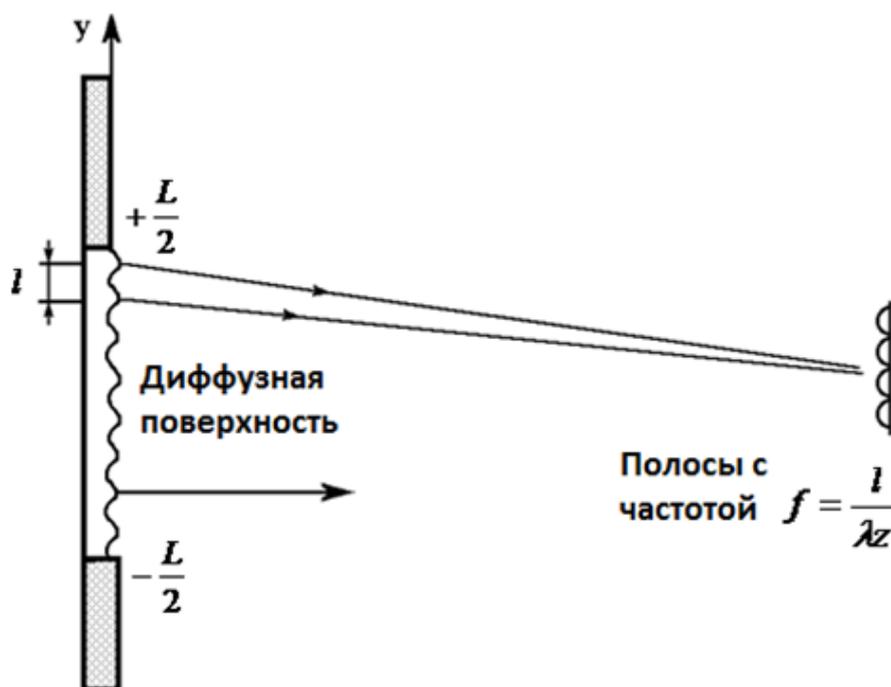


Рис.2. Образование спеклов. Свет, исходящий из двух точек диффузора, разделенных расстоянием l , дает на экране интерференционные полосы с частотой $f = \frac{l}{\lambda z}$.

Различные интерференционные полосы будут иметь случайные по отношению друг к другу фазы, поэтому при формировании усредненной по ансамблю освещенности вклад от интерференционных картин с разной частотой полос пропорционален соответствующему числу пар рассеивающих точек. Поскольку число последних пропорционально разности $L - l$, которая в свою очередь пропорциональна $f_{\max} - f$, распределение освещенности по частоте полос будет линейным. Средняя частота полос равна

$$\langle f \rangle = \frac{1}{3} f_{\max} = \frac{1}{3} \frac{L}{\lambda z}, \quad (1.1)$$

и, следовательно, распределение освещенности в "типичном спекле" запишется следующим образом:

$$I(y) = 1 + \cos\left(2\pi \frac{Ly}{3\lambda z}\right). \quad (1.2)$$

За ширину спекла принимают расстояние между точками, где I падает до половины своего максимального значения, т.е. $1.5\left(\frac{\lambda z}{L}\right)$. Итак, можно считать, что размер типичного спекла

(или, что одно и то же, средний размер спекла) равен

$$b_s \approx 1,5 \frac{\lambda z}{L}. \quad (1.3)$$

Поскольку мы не знаем детальной микроскопической структуры сложного волнового фронта, покидающего диффузор, приходится статистически подходить к вопросу о свойствах спекловой структуры. Рассматривается статистическое распределение для ансамбля объектов с одинаковыми макроскопическими свойствами, но различающихся в микроскопических деталях. Так, если мы поместим фотоприемник в определенную точку экрана, то измеренная интенсивность не может быть заранее точно предсказана, даже если макроскопические свойства объекта точно известны. Мы можем найти только статистическое распределение этой интенсивности.

Важной характеристикой спекловых структур является контраст спеклов:

$$C = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle}, \quad (1.4)$$

где σ_I - среднеквадратичное отклонение флуктуаций интенсивности, $\langle I \rangle$ - усредненная интенсивность. Распределение средней интенсивности $\langle I \rangle$ в изображении контрастно освещаемого шероховатого объекта совпадает с интенсивностью, которая наблюдалась бы, если бы объект освещался пространственно когерентным светом с той же самой спектральной плотностью мощности. Для развитой спекл-картины $C = 1$ и для нее справедливо распределение Рэлея для интенсивности

$$P(I) = \frac{1}{\langle I \rangle \exp\left(\frac{I}{\langle I \rangle}\right)} \quad (1.5)$$

где I - интенсивность рассеянного излучения, $P(I)$ - плотность вероятности распределения интенсивности.

Для описания пространственной структуры спекл-картины необходимо определить автокорреляционную функцию интенсивности. Автокорреляционная функция интенсивности по определению равна

$$C_I(\Delta x, \Delta y) = \langle I(x + \Delta x, y + \Delta y)I(x, y) \rangle - \langle I \rangle^2 \quad (1.6)$$

Расстояние, на котором автокорреляционная функция спадает в 2 раза, равно, примерно, среднему размеру спеклов.

В ряде случаев в лазерных пучках формируются структуры с частично развитыми спеклами. Спеклы этого типа формируются, как правило, при дифракции широких лазерных пучков на слабошероховатых плоскостях, слаборассеивающих пропускающих транспарантов или в случайной среде, характеризуемой малой кратностью рассеяния. Частично-развитое спекл-поле отличается от развитого наличием нерассеянной волны в дифракционной картине. Поэтому контраст частично развитых спеклов много меньше единицы. При увеличении степени неоднородности рассеивающего объекта амплитуд нерассеянной волны уменьшается и частично развитое поле переходит в развитое.

1.2. Особенности распространения лазерных пучков через турбулентные среды [4]

Проблема распространения лазерного излучения через турбулентную среду имеет прямое отношение к актуальной научно тематике, связанной с исследованием распространения излучения в приземной атмосфере. Изучение физических эффектов, которые сопутствуют распространению лазерных пучков, имеет большое значение для совершенствования оптических систем связи, локации, а также разнообразных метрологических и лидарных устройств.

В настоящее время сформировалась обширная теория, позволяющая описать влияние турбулентности среды распространения на характеристики лазерных пучков. При этом часто используется модель однородной изотропной турбулентности. В ее основе лежит следующее фундаментальное выражение для структурной функции флуктуаций показателя преломления:

$$D_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \begin{cases} C_n^2(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^{2/3} & \text{при } l_0 \ll |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \ll L_0; \\ C_n^2 l_0^{2/3} ((\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/l_0)^2 & \text{при } |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \ll l_0. \end{cases} \quad (1.7)$$

Здесь \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 – радиус-векторы двух точек в пространстве, l_0 – внутренний масштаб турбулентности, L_0 – внешний масштаб турбулентности. Приведенная формула

представляет формулировку «закона 2/3» Колмогорова-Обухова для флуктуаций показателя преломления. Величина C_n^2 носит название структурной характеристики флуктуаций показателя преломления. Она входит во все основные соотношения, определяющие характер распространения волновых пучков в атмосфере, и зависит от многих факторов: характера трассы, времени года и суток, метеорологических условий и т.д.

На рис. 3 представлен энергетический спектр $w(l)$ вихревых неоднородностей (w – кинетическая энергия вихревых образований размера l в единице объема). Внутренний масштаб турбулентности l_0 соответствует наименьшему размеру неоднородностей и обычно в условиях развитой турбулентности составляет 1–10 мм. Внешний масштаб турбулентности L_0 определяет верхнюю границу инерционного интервала и соответствует расстояниям, на которых сохраняется корреляция между флуктуациями показателя преломления и выполняется закон (1.7). Следует заметить, что некоторая неопределенность в выборе L_0 не оказывает существенного влияния на результаты расчетов, так как при выполнении условия $a \ll L_0$ (где a – характерный поперечный размер светового пучка) внешний масштаб выпадает из результатов расчета основных статистических характеристик световой волны, поскольку учитываются лишь неоднородности с размерами порядка a . В реальных условиях эксперимента в роли внешнего масштаба турбулентности выступает поперечный размер области турбулентной среды.

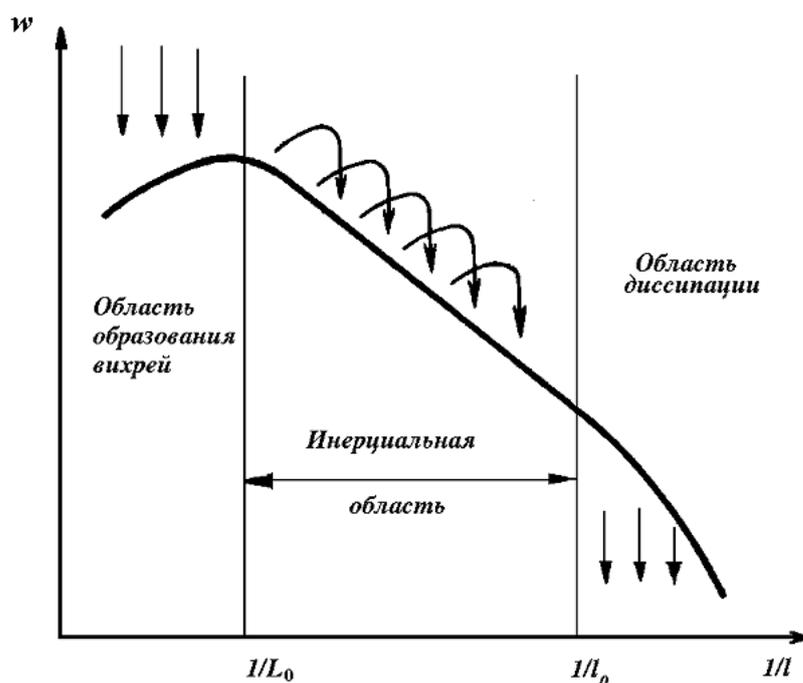


Рис. 3. Энергетический спектр вихревых неоднородностей.

Одновременно в турбулентной среде присутствуют неоднородности самых различных размеров. Закону «двух третей» (1) соответствует трехмерный пространственный спектр неоднородностей показателя преломления вида

$$\Phi_n(\kappa) = 0,033 C_n^2 \kappa^{-11/3}. \quad (1.8)$$

В этом выражении $\kappa = \frac{2\pi}{l}$ – пространственное волновое число неоднородностей – изменяется в области $\kappa_0 \ll \kappa \ll \kappa_m$ (l – размер неоднородностей, $\kappa_m = \frac{5,92}{l_0}$, $\kappa_0 = \frac{1}{L_0}$).

Такой спектр получил название колмогоровского.

В процессе распространения лазерного пучка в турбулентной среде из-за флуктуаций показателя преломления его волновой фронт искажается. Это приводит к разрушению изначально гауссового профиля распределения интенсивности. В поперечном сечении пучка появляются нестационарные случайные фрагменты с повышенным значением интенсивности. При изучении их статистики часто используется эргодическая гипотеза. Согласно этой гипотезе статистические характеристики получаемые путем обработки изменений локальных интенсивностей во времени должны совпадать с характеристиками, определяемыми путем обработки данных по отдельным реализациям распределений интенсивности в сечении пучка.

В теории распространения излучения в турбулентной среде важное значение имеет параметр β_0^2 , который характеризует интенсивность турбулентных процессов и равен дисперсии слабых флуктуаций интенсивности плоской волны. Его величина определяется формулой

$$\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}. \quad (1.9)$$

Здесь k – волновое число, L – длина пути пучка в среде.

Для коллимированного лазерного пучка (относительная дисперсия интенсивности при слабых флуктуациях $\beta_0 \ll 1$ слабо зависит от апертуры и незначительно отличается от дисперсии плоской волны. При сильных же флуктуациях, когда $\beta_0 \gg 1$

$$\sigma_I^2 = 1 + 2,7 \beta_0^{-4/5} + o(\beta_0^{-8/5}). \quad (1.10)$$

Важной характеристикой разрушения изначально профиля пучка под действием турбулентности является коэффициент корреляции для симметричного относительно оси пучка разноса точек наблюдения

$$b_I = \frac{\langle I(\rho/2)I(-\rho/2) \rangle - \langle I(\rho/2) \rangle \langle I(-\rho/2) \rangle}{\left[\langle (I(\rho/2) - \langle I(\rho/2) \rangle)^2 \rangle \langle (I(-\rho/2) - \langle I(-\rho/2) \rangle)^2 \rangle \right]^{1/2}}. \quad (1.11)$$

По уровню $b_I(\rho) = 1/2$ может быть найден радиус корреляции флуктуаций интенсивности ρ_I , который связан с радиусом когерентности ρ_c соотношением

$$\rho_I = 0,59\rho_c. \quad (1.12)$$

Рассмотрим вопрос о дисперсии смещений световых пучков при распространении в турбулентной атмосфере. Будем характеризовать положения светового пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения при помощи координат центра тяжести случайного распределения интенсивности $I(\rho)$

$$\rho_c = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \rho I(\rho) d\rho}{\int_{-\infty}^{\infty} I(\rho) d\rho}. \quad (1.13)$$

Средний квадрат положения центра тяжести (ЦТ) находится через функцию корреляции интенсивности $\overline{I(\rho_1)I(\rho_2)} = \overline{A(\rho_1)A^*(\rho_1)A(\rho_2)A^*(\rho_2)}$ посредством формулы

$$\sigma_c^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (\rho_1 \rho_2) \overline{I(\rho_1)I(\rho_2)} d\rho_1 d\rho_2}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} I(\rho) d\rho \right)^2}. \quad (1.14)$$

Если выбрать начало координат так, чтобы оно совпадало с центром тяжести пучка в начальный момент времени, величина σ_c^2 будет характеризовать дисперсию отклонений пучка. В пренебрежении дифракционным и турбулентным уширением пучка дисперсия смещения центра тяжести подчиняется формуле

$$\sigma_c^2 = 1,36C_n^2 L^3 a^{-1/3}. \quad (1.15)$$

1.3. Фрактальная обработка сигналов

Не касаясь описания традиционных статистических методов обработки оптических сигналов (с ними можно познакомиться, используя материал пособия по компьютерному разделу практикума [5]), остановимся кратко на фрактальном подходе к обработке оптической информации. Существует ряд методов фрактальной обработки сигналов [2]. Среди них следует выделить “клеточный” метод, а также методы, основанные на анализе

структурной функции и фурье-спектров сигналов. В данной работе для определения скелинговых характеристик сигналов предлагается использовать так называемый метод “покрытий” [6], который хорошо себя зарекомендовал при обработке оптических изображений. Суть его такова.

Распределение интенсивности в исследуемом изображении представляется в виде поверхности, высота отдельных точек которой пропорциональна интенсивности в этих точках, выраженной в шкале градации серого. Сверху и снизу от этой поверхности на расстоянии ε от нее строятся две вспомогательные поверхности. Путем деления объема, заключенного между ними, на 2ε определяется величина тестовой поверхности, зависимость которой от ε позволяет извлечь информацию о скейлинге.

Пусть изначальная поверхность, характеризующая распределение интенсивности в изображении, имеет вид $g(i,j)$, где массив целочисленных значений i,j определяет положение отдельных пикселей при цифровой регистрации изображений. Верхнюю вспомогательную поверхность обозначим через $u_\varepsilon(i,j)$, а нижнюю через $b_\varepsilon(i,j)$. Учтем, что $u_0(i,j) = b_0(i,j) = g(i,j)$. Считая $\varepsilon = 1, 2, 3, \dots$, определим форму верхней и нижней вспомогательных поверхностей с помощью выражений

$$u_\varepsilon(i, j) = \max \left\{ u_{\varepsilon-1}(i, j) + 1, \max_{d(i,j,m,n) \leq 1} u_{\varepsilon-1}(m, n) \right\}, \quad (1.16a)$$

$$b_\varepsilon(i, j) = \min \left\{ b_{\varepsilon-1}(i, j) - 1, \min_{d(i,j,m,n) \leq 1} b_{\varepsilon-1}(m, n) \right\}, \quad (1.16b)$$

где $d(i, j, m, n)$ – расстояние между пикселями (i, j) и (m, n) . Объем между вспомогательными поверхностями будем считать равным

$$v_\varepsilon = \sum_{i,j} (u_\varepsilon(i, j) - b_\varepsilon(i, j)). \quad (1.17)$$

Величина тестовой поверхности равна

$$A(\varepsilon) = \frac{v_\varepsilon}{2\varepsilon}. \quad (1.18)$$

Она удовлетворяет соотношению

$$A(\varepsilon) = F\varepsilon^{d-D}, \quad (1.19)$$

где F – константа, d – топологическая размерность, а D – фрактальная размерность исследуемого сигнала. Последнюю несложно найти по наклону графика $A(\varepsilon)$, построенному с использованием двойной логарифмической системы координат.

Нижеприведенный рисунок иллюстрирует технику расчета

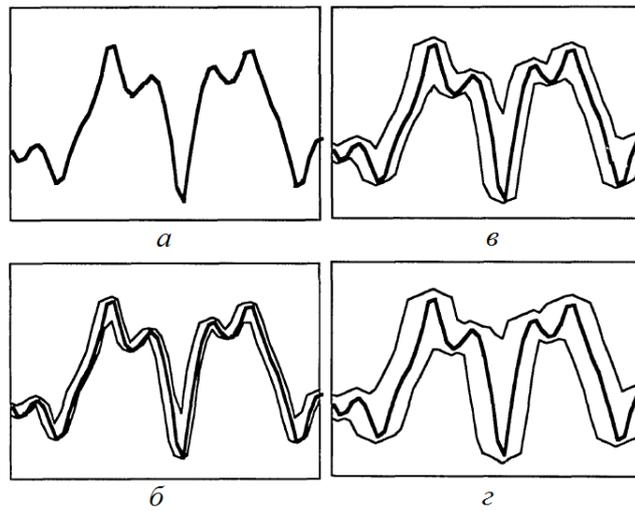


Рис. 4. Иллюстрация схемы расчета методом “одеял”. а – первоначальный сигнал; б – верхнее и нижнее “одеяла” 1-го порядка; в – верхнее и нижнее “одеяла” 2-го порядка; г – верхнее и нижнее “одеяла” 3-го порядка.

Однако, метод “покрытий” обладает и некоторыми недостатками. Так, он очень чувствителен к выбору масштаба анализируемой величины в сравнении с добавляемой или вычитаемой единицей в выражениях (1.16а,б). На рис.5 проиллюстрирован анализ одной и той же величины, оцифрованной в разных масштабах. Метод “одеял” дает различные значения фрактальной размерности для одной и той же величины, представленной в разных масштабах. Так, фрактальная размерность центра масс пучка по вертикальной оси посчитанная методом “одеял”, составляет $D = 1,005$ (рис.5,а), а фрактальная размерность того же сигнала, с амплитудой увеличенной в 10 раз составляет $D = 1,322$ (рис.5,б).

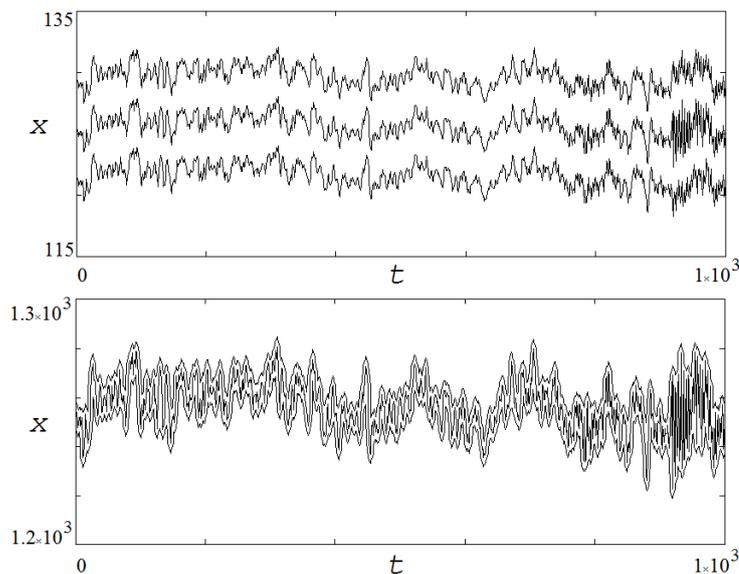


Рис.5. Отклик метода “покрытий” на изменения масштаба фрактального сигнала.

Поэтому для вычисления фрактальной размерности предлагается использовать модифицированный “min-max” метод “покрытий”. В одномерном случае он заключается в следующем.

Некоторую величину $X(t)$ можно представить в виде кривой на плоскости Xt , фрактальная размерность такой кривой будет меняться в зависимости от ее гладкости (изрезанности) от 1 до 2. Пусть для определенности t изменяется в пределах от 0 до 1. В методе используется разбиение задающего параметра t на интервалы со стороной $r = \frac{1}{2^k}$. Длина каждого интервала r умножается на разность максимального и минимального значений величины X в данном интервале. Далее, полученные площади $S_n = r(X_n^{max} - X_n^{min})$ суммируются, что дает в итоге площадь, занимаемую фрактальной кривой при данном разбиении r . Если устремить r к 0 легко получить фрактальную размерность как предел выражения:

$$D = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\log(\sum_{n=0}^{\frac{1}{r}} S_n)}{\log(r)} \quad (1.20)$$

На рис.6 приведена иллюстрация разбиения в одномерном случае. Основным отличием предлагаемого метода от метода, описанного выше, является независимость фрактальной размерности от единиц измерения, в которых выражена величина X . Так, например, если изучается фрактальная размерность отклонения центра тяжести пучка, то при изменении единиц измерения отклонения фрактальная размерность останется фиксированной.

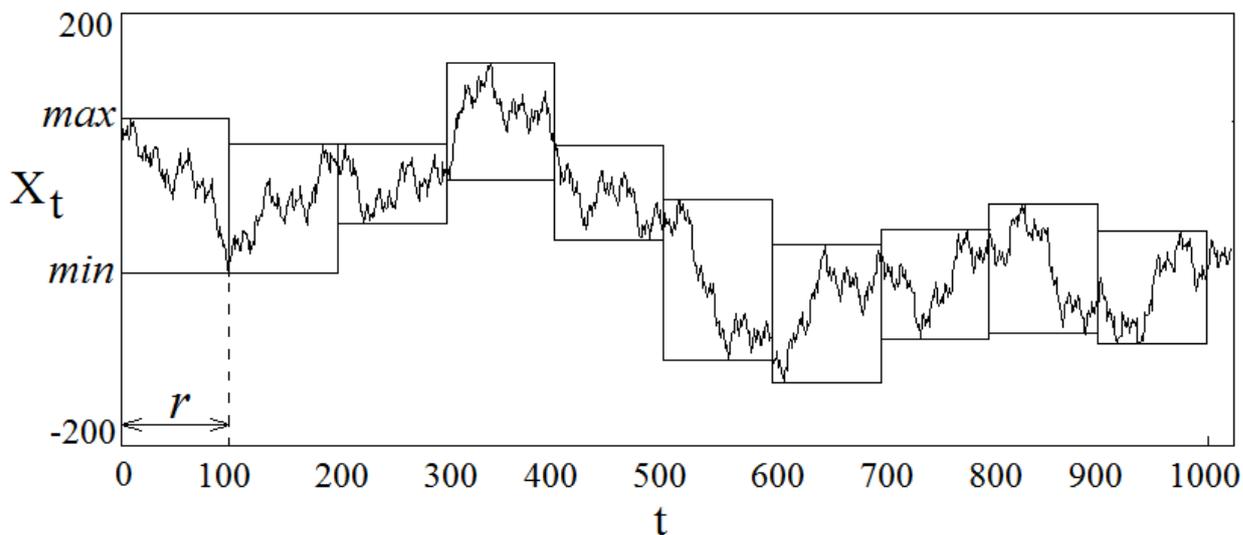


Рис 6. Разбиение фрактальной кривой в модифицированном методе “одеял”.

Так, например, для типичного поведения пучка при условиях в условиях слабой турбулентности фрактальная размерность равна $D=1.67$.

Свойства фрактальности присущи и спеклоподобным распределениям интенсивности. Чтобы вычислить их фрактальную размерность необходимо проделать аналогичные описанным выше операции за исключением того, что разбиение задающей поверхности XY будет проводиться не на интервалы, а на квадраты со стороной r . Для получения объема V занимаемого фрактальной поверхностью площадь квадратов умножается на разность максимального и минимального значения поверхности в $Z(X,Y)$ в данном квадрате, а фрактальная размерность вычисляется по формуле

$$D = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\log(\sum_{n=0}^{\frac{1}{r}} V_n)}{\log(r)} \quad (1.21)$$

2. Экспериментальная часть

2.1. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на *рис.7*. Источником излучения является твердотельный лазер (1), работающий на второй гармонике с длиной волны $\lambda=532$ нм (поперечная мода ТЕМ₀₀). Путем установки съемного поворотного зеркала (2) лазерный пучок может быть направлен в канал, в котором установлены собирающая линза (3) и рассеиватель (4) в виде матовой стеклянной пластины. После его прохождения пучок приобретает спеклоподобную структуру, которую можно визуально наблюдать на экране (5). Цифровая камера (6) позволяет зарегистрировать эту структуру и передать ее для последующей обработки в компьютер (7). Матовая пластина (4) закреплена в механическом держателе, позволяющем ее плавно перемещать в области фокальной плоскости собирающей линзы (3) и тем самым изменять средние размеры спеклов.

Второе плечо установки предназначено для изучения свойств лазерного излучения, прошедшего турбулентную среду. При его использовании зеркало (2) снимается с оптической скамьи и излучение лазера направляется в кювету (9) через систему линз с диафрагмой (8). Посредством “гоняющих” зеркал (10) и (11) лазерный пучок может 3-4 раза (туда и обратно) проходить через внутренний объем кюветы. В кювете располагаются нагревательные элементы (12). Окружающий их горячий воздух смешивается с холодным воздухом, подаваемым от компрессора (13) через патрубки (14) в стенках кюветы. Нагревательные элементы и компрессор управляются латтерами (15). При этом

смешивании воздух в кювете турбулизируется, и в нем возникают значительные флуктуации показателя преломления.

Прошедший кювету пучок падает на экран (16), где изображение пучка регистрируется цифровой камерой (6). Зарегистрированные видеоизображения пучков затем передаются для обработки в компьютер (7).

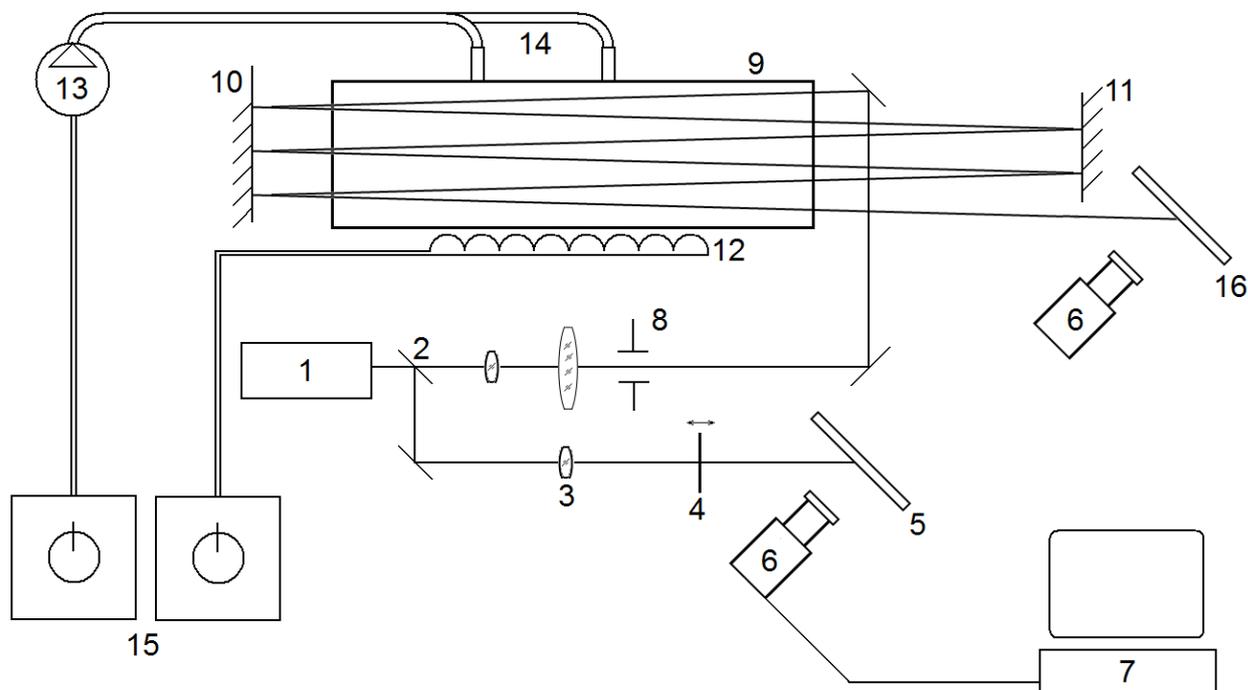


Рис. 7. Схема экспериментальной установки.

2.2. Техника безопасности

Перед выполнением задачи необходимо ознакомиться с инструкцией по технике безопасности представленной ниже, затем пройти собеседование с преподавателем и расписаться в журнале по технике безопасности.

Безопасность лазеров. Лазеры являются устройствами, представляющими повышенную опасность. Хотя существуют несколько факторов риска, связанных с лазерными установками, под лазерной безопасностью понимают способы защиты от факторов, связанных непосредственно с лазерным излучением.

Даже лазеры самой малой мощности (несколько мВт) могут представлять опасность для зрения. При попадании в глаз луч лазера фокусируется в пятно очень малых размеров, что может за доли секунды привести к ожогам сетчатки глаза, частичной или полной необратимой потере зрения. Лазеры большей мощности способны вызывать поражение глаз даже рассеянным излучением. Прямое, а в некоторых случаях и рассеянное

излучение такого лазера, способно вызывать ожоги кожи (вплоть до полного разрушения) и представляет пожарную опасность.

Классы защиты лазера

Существует несколько классификаций опасности лазеров. Ниже приведена наиболее распространенная международная классификация.

Класс 1. Лазеры и лазерные системы очень малой мощности, не способные создавать опасный для человеческого глаза уровень облучения. Излучение систем класса 1 не представляет никакой опасности даже при долговременном прямом наблюдении глазом. Во многих странах к классу 1 относятся также лазерные устройства с лазером большей мощности, имеющие надежную защиту от выхода луча за пределы корпуса.

Класс 2. Маломощные видимые лазеры, способные причинить повреждение человеческому глазу в том случае, если специально смотреть непосредственно на лазер на протяжении длительного периода времени. Такие лазеры не следует использовать на уровне головы. Лазеры с невидимым излучением не могут быть классифицированы как лазеры 2-го класса. Обычно к классу 2 относят видимые лазеры мощностью до 1 милливатта.

Класс 2a (в некоторых странах). Лазеры и лазерные системы класса 2a, расположенные и закрепленные таким образом, что попадание луча в глаз человека при правильной эксплуатации исключено.

Класс 3a. Лазеры и лазерные системы с видимым излучением, которые обычно не представляют опасность, если смотреть на лазер невооружённым взглядом только на протяжении кратковременного периода (как правило, за счет моргательного рефлекса глаза). Лазеры могут представлять опасность, если смотреть на них через оптические инструменты (бинокль, телескоп). Обычно ограничены мощностью 5 милливатт. Во многих странах устройства более высоких классов в ряде случаев требуют специального разрешения на эксплуатацию, сертификации или лицензирования. Международные классы 2 и 3a примерно соответствуют российскому классу 2.

Класс 3b. Лазеры и лазерные системы, которые представляют опасность, если смотреть непосредственно на лазер. Это же относится и к зеркальному отражению лазерного луча. Лазер относится к классу 3b, если его мощность более 5 милливатт. В России примерно соответствуют классу 3.

Класс 4. Лазеры и лазерные системы большой мощности, которые способны причинить сильное повреждение человеческому глазу короткими импульсами ($<0,25$ с) прямого лазерного луча, а также зеркально или диффузно отражённого. Лазеры и лазерные системы данного класса способны причинить значительное повреждение коже человека, а также оказать опасное воздействие на легко воспламеняющиеся и горючие материалы.

Используемый в задаче 34 лазер относится к 3b классу. Для минимизации опасности рекомендуется устанавливать мощность накачки на уровне 5мВт и дополнительно использовать поляризатор ограничивающий мощность до распознаваемой на камере. Для защиты глаз при юстировке используются очки - светофильтры.

2.3. Порядок выполнения работы

1. Сдать преподавателю теоретическую часть задачи и получить допуск к ее выполнению.
2. Под наблюдением сотрудника практикума включить лазер, используя указания *Приложения*. Включить и настроить камеру в соответствии с *Приложением*.
3. Включить компьютер, зайти под именем *student* (пароль “123”) Запустить командный файл `c:\prak34\common\dir34.cmd`, находящийся на рабочем столе, при запросе имени введите свою фамилию латинскими буквами. Данный командный файл создаст необходимую структуру папок.
4. Используя зеркало (2), направить излучение лазера в первый канал установки. С помощью миллиметровой бумаги вычислить отношение размеров изображения в миллиметрах и в пикселах. Убедиться в правильной фокусировке при помощи прозрачного с текстом. Настроить мощность лазера и диафрагму объектива по гистограмме или по сечению, при этом надо добиться настройки, при которой задействован весь динамический диапазон матрицы, а количество точек более ярких чем 255 минимально. Продольно смещая матовую пластину вблизи фокальной плоскости линзы, убедиться в зависимости характерного масштаба спеклов от размера фокусного пятна. С помощью видеокамеры снять **картину со спеклами размера 3 мм** и сохранить файл в папке `c:\prak34\students\фамилия\data\ex1\`. Найти положение матовой пластины, при которой спеклы станут **максимально большими** и также сохранить в папке `... \ex1\`.
5. Направить зеркалом (2) излучение лазера во второй канал для прохождения через турбулентную среду. Установить экран. Откалибровать масштаб, настроить яркость и резкость аналогично пункту 4.

Под наблюдением сотрудника практикума установить с помощью латтеров (*рис.7 (15)*) напряжение 50 В, подаваемое на блок подачи воздуха. Убедиться, что в отсутствие

градиента температуры положение луча остается стабильным. Используя инструкции *Приложения* произвести видеосъемку количеством 8192 кадра, что примерно соответствует 20 секундам. Сохранить полученное видео в папку **c:\prak34\students\фамилия\results\ex2\TxxFyy** (**xx** – значение нагрева, **yy** - скорость потока). Просмотреть полученные данные. Если окажется, что съемка проведена некачественно (например, на изображениях видны зоны с сильной засветкой), повторить процесс видеосъемки, исправив настройки. Установить с помощью латтеров (*рис.7 (15)*) напряжение на нагревательные элементы **50 В**, дождаться прогрева, **снять avi**, повысить напряжение до **150 В**, дождаться прогрева, **и повторить процедуру**.

3. Обработка экспериментальных данных и отчет по задаче

Обработка данных к упражнению 1

С помощью файла **c:\prak34\students\фамилия\task34_2D.xmcd** провести в среде MathCad обработку двух фотографий с мелкими и крупными спеклами. Для этого в MathCad файле измените путь к обрабатываемым данным на **c:\prak34\students\фамилия\results\ex1** (*рис.8*). Построить и положить в свою папку изображения гистограмм распределения интенсивности и графики автокорреляционной функции. Для крупных спеклов сравнить размеры спеклов, вычисленных по автокорреляционной функции, и размер спекла, полученный по формуле (1.3). Произвести оценку фрактальной размерности D спекл-картины. Результат сохраняется в папке **c:\prak34\students\фамилия\result\ex1**. Сохранение результата описано в Приложении.

Необходимо предъявить преподавателю в электронном виде результаты обработки световых полей:

- Изображения спекловой картины для крупных и мелких спеклов.
- Гистограммы распределения интенсивности для мелких спеклов.
- Значение фрактальной размерности D .
- Графики автокорреляционной функции.
- Оценки размеров спеклов по корреляционной функции и по формуле (1.3).

Пояснить смысл измеренных величин и зависимостей, а также влияние на них условий эксперимента.

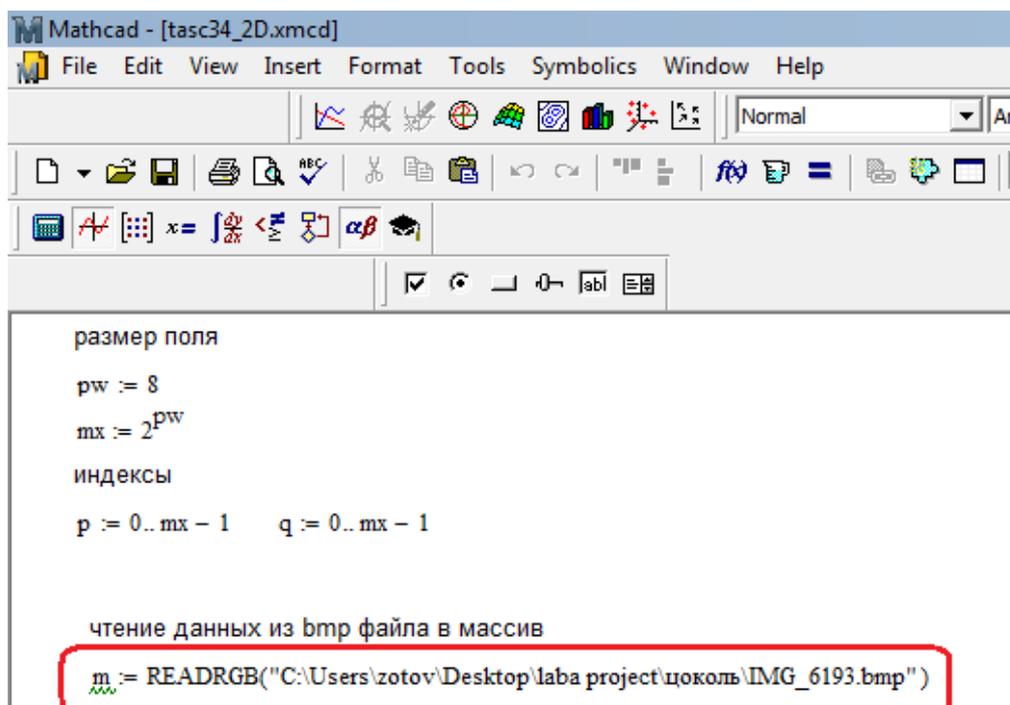


Рис.8. Поле ввода директории для обработки в MathCad файле.

Обработка данных к упражнению 2

Данные, снятые камерой, сохраняются в формате **avi**. Первой стадией обработки является конвертация avi в последовательность **bmp** файлов с помощью видео-редактора **virtualdub**. Для этого после запуска virtualdub и открытия avi, выбрать **File**→**Export**→**Image sequence**. Для последующей корректной обработки данных в MathCad, имя файла должно оканчиваться на цифру (например, 1), количество цифр в имени не менее 4, формат **bmp**. Выберете предварительно созданную папку **c:\prak34\students\фамилия\data\ex2\TxxFyy**, и нажмите “OK” для конвертации в последовательность **bmp** картинок.

Провести в среде MathCad обработку полученных кадров с изображениями пучков на выходе из турбулентной среды. Для этого в открытом MathCad файле отредактировать путь к файлам **bmp** картинок (аналогично упражнению 1). Результат обработки сохранить в папке **c:\prak34\students\фамилия\result\ex2**. Сохранение результата описано в Приложении.

Необходимо представить для обоих уровней нагрева (**50 В, 150 В**):

- Значение дисперсии флуктуаций локальной интенсивности σ_1^2 .
- Значение дисперсии флуктуаций центра тяжести σ_c^2 .
- Значение, характеризующее турбулентность C_n^2 .
- График изменения положения центра тяжести.
- Фрактальную размерность положения центра тяжести D .

Литература

1. Короленко П.В. Оптика когерентного излучения. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1998, 165
2. Короленко П.В., Маганова М.С., Меснянкин А.В. Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Фрактальные и мультифрактальные методы, вейвлет-преобразования. Учебное пособие. – М.: Изд-во Моск. ун-та, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, 2004, 82 с.
3. Короленко П.В., Маганова М.С. Основы статистических методов в оптике. Учебное пособие. – М.: Изд-во Университетская книга, 2010, 164 с.
4. Арсеньян Т.И., Короленко П.В. Оптика случайно-неоднородных сред и проблемы распространения лазерного излучения в тропосфере. Учебное пособие. – М.: Физический факультет МГУ, 2001. – 127 с.
5. Короленко П. В., Рыжикова Ю. В., Зотов А.М. Моделирование и обработка случайных сигналов и структур. Учебное пособие. – М.: Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, 2012, 57 с.
6. Peli T. Multiscale fractal theory and object characterization // Opt.Soc.Am.A.J., vol.7, No.6, 1990.

Приложение

Порядок включения и работы с установкой.

Порядок включения лазера

- Включить охлаждение лазера.
- Включить блок питания лазера.
- Повернуть ключ в блоке питания лазера (рис.9 (1)) на 90° по часовой стрелке. После этого в течение нескольких десятков секунд начнет мигать индикатор (рис.9 (3)).
- Дождаться, когда индикатор на лазере перестанет мигать – это свидетельствует о прогреве лазера. Включить накачку клавишей “pumping” (рис.9 (2)).
- Открыть заглушку выходного зеркала лазера (рис.9 (5)).
- Увеличение и уменьшение мощности лазера производится сенсорными клавишами min-max (рис.1 (4))
- По окончании работы выключение производится в обратном порядке.

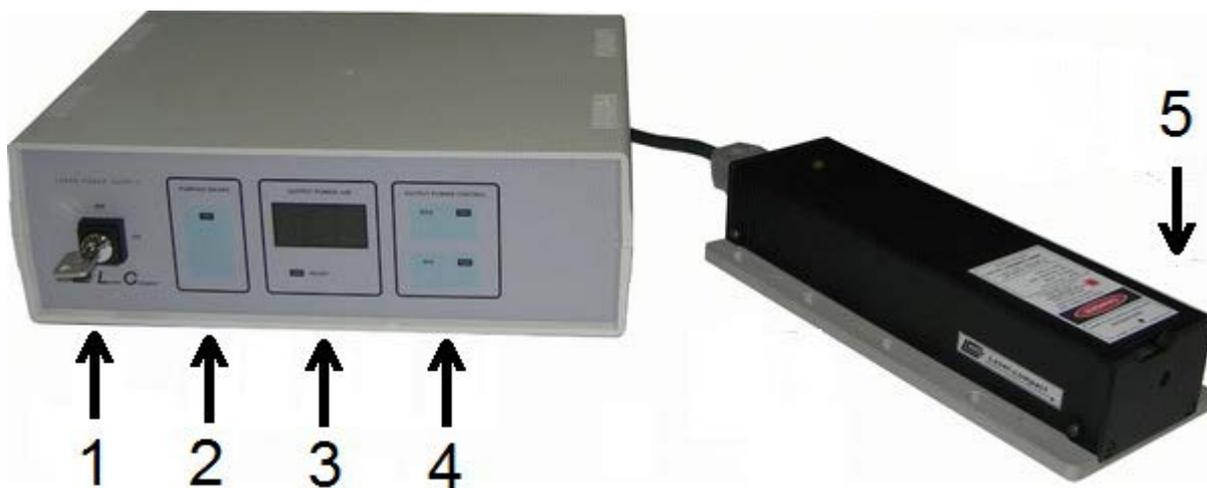


Рис .9. Твердотельный лазер с диодной накачкой LCS-DTL-317 532нм.

Работа с оптическими элементами, юстировка

Система в целом настроена на режим оптимальной работы, однако если требуется дополнительная юстировка или перемещение оптических элементов, необходимо учесть, что манипулирование зеркалами требует повышенной аккуратности, так как, во-первых, зеркала напылены на хрупкой стеклянной подложке и при падении возможно образование сколов, а во-вторых, поверхность зеркал легко оцарапать или повредить руками.

Чехлы на поверхности зеркал предотвращают осаждение пыли, приводящей к рассеянию и ослаблению излучения. При окончании работы необходимо одеть чехлы обратно.

Эффективная юстировка системы производится поэтапно:

- Получение осесимметричного пучка путем изменения положения диафрагмы (*рис.7 (8)*).
- Ввод излучения в систему зеркалами. Необходимо обратить внимание, чтобы вводящее излучение зеркало не “резало” пучок и, в то же время, было максимально близко к траектории лучей между гонящими зеркалами (10,11).
- Юстировка параллельности зеркал (10,11). Для достижения параллельности необходимо чтобы последовательные изображения лазерных пучков, во-первых, находились на одной прямой, во-вторых, имели между собой одинаковые расстояния.

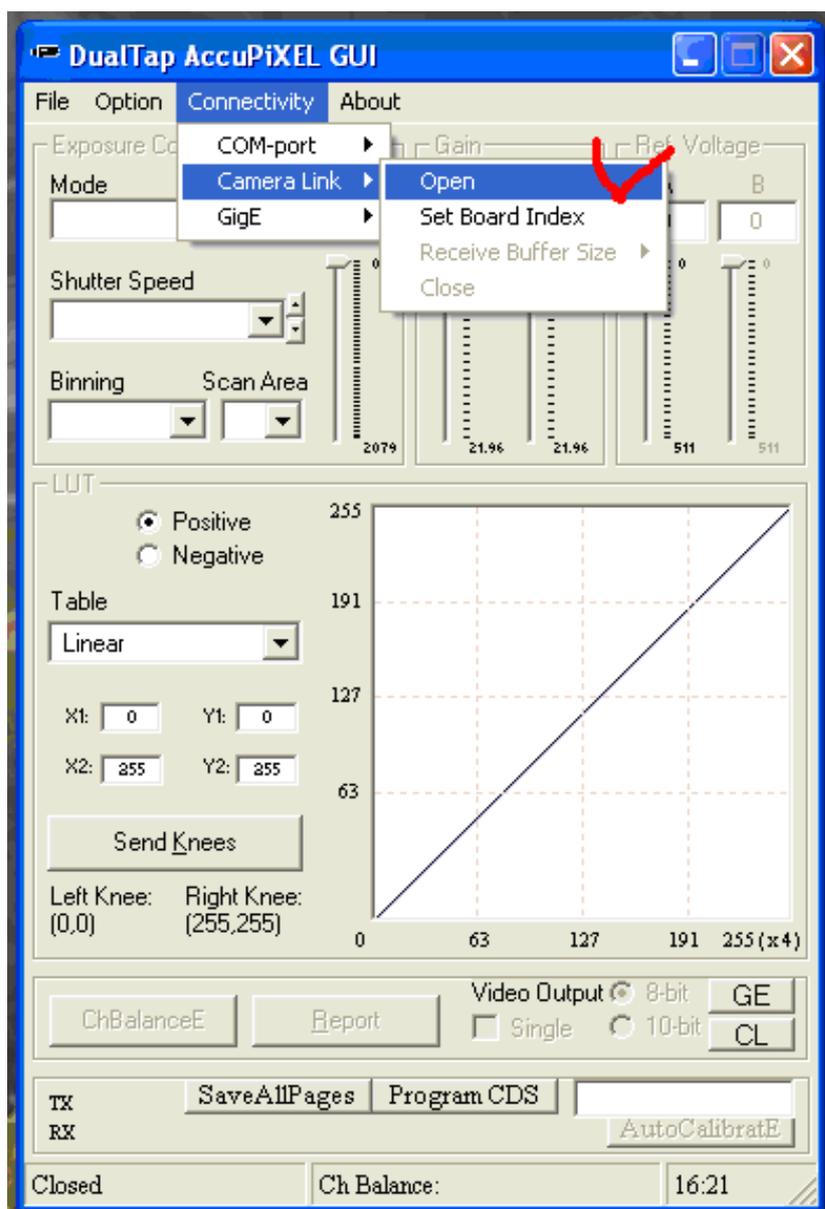
Инструкция по съёмке видео и разбивке на кадры высокоскоростной камерой Pulnix со скоростью 400Гц

Данная инструкция включает в себя шаги, необходимые для подготовки камеры к съёмке со скоростью 400 кадров/сек, а также процедуру захвата и разбивки видео на кадры, готовые к обработке в среде MathCad.

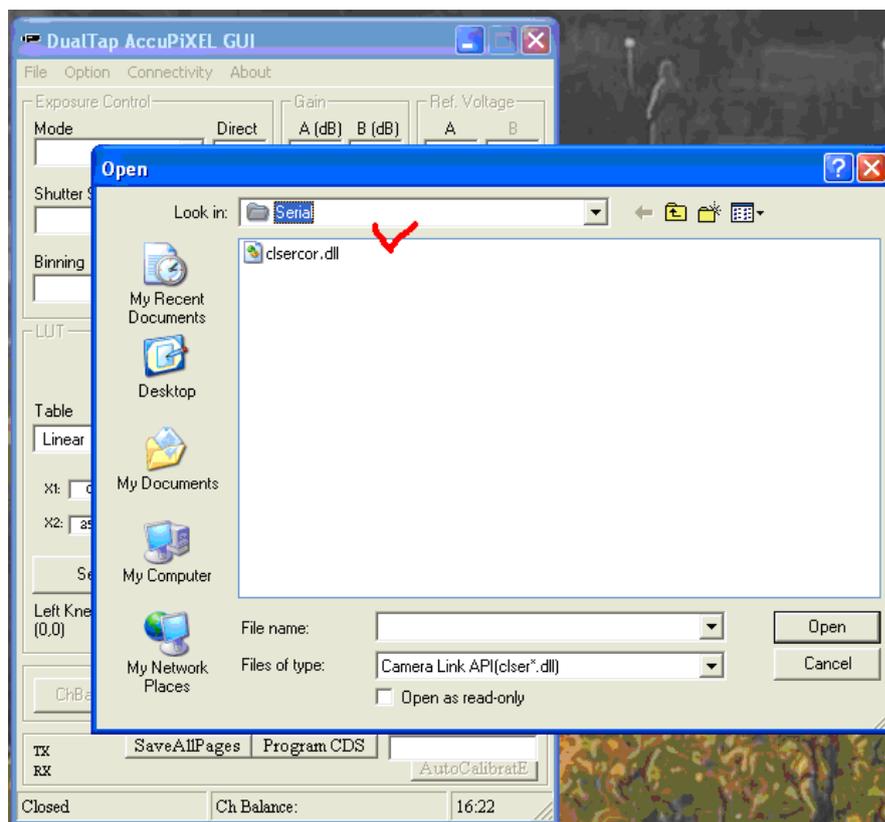
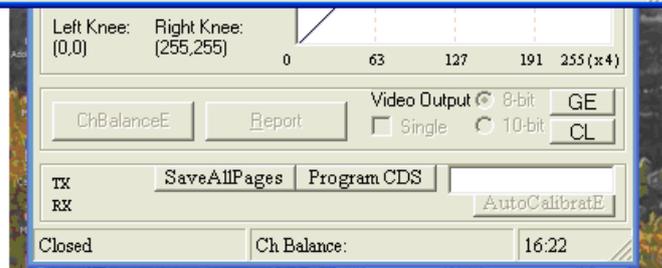
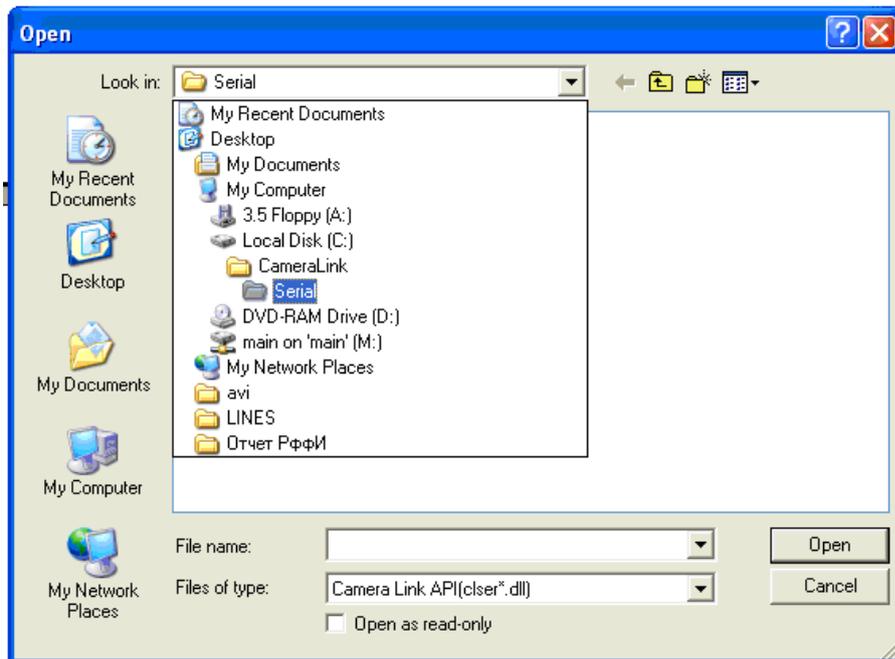
1. Низкоуровневая настройка камеры

Запускаем C:\Program Files\DualTapAccuPiXEL\DualTapAccuPiXEL.exe.

Выбираем **Connectivity => Camera Link => Open.**



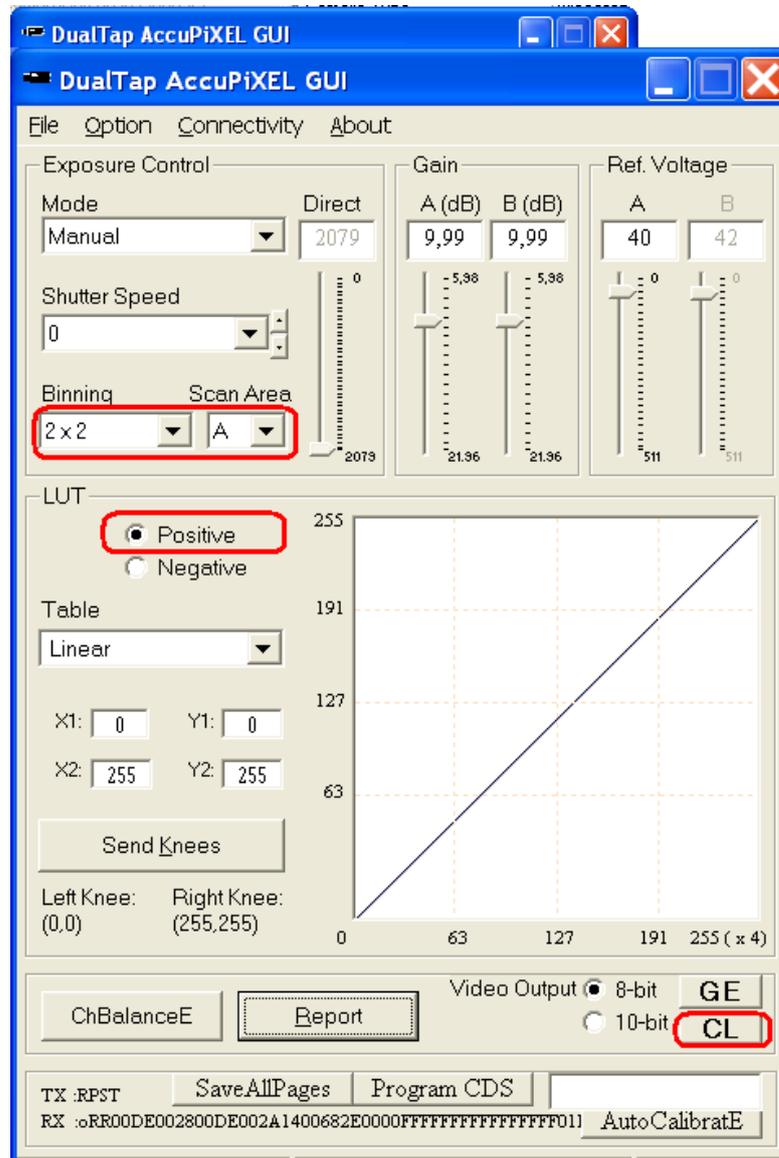
Выбираем clsercor.dll



Нажимаем **Report**

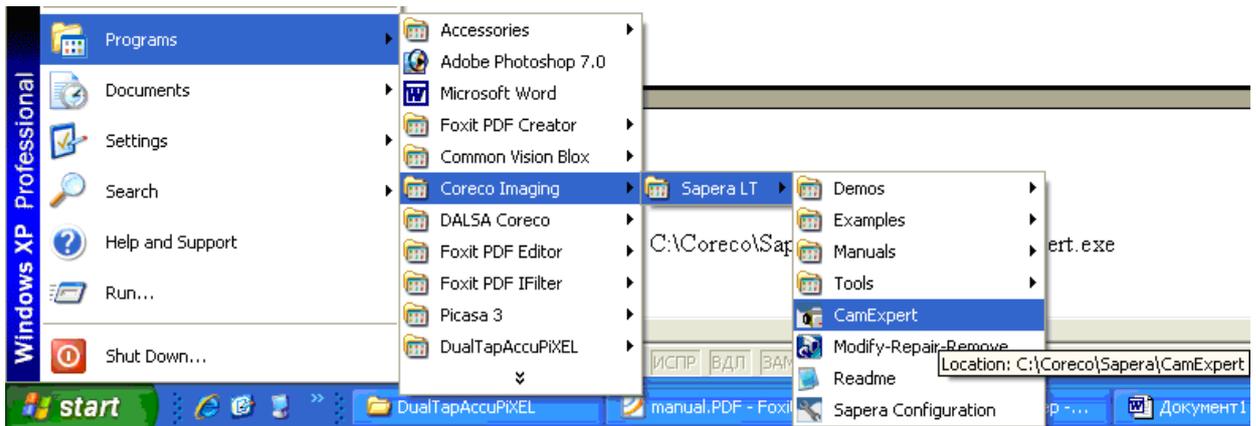
Выбираем **Bining=2x2**, **LUT=Positive**, **Video output=CL**.

Нажимаем **Report**.

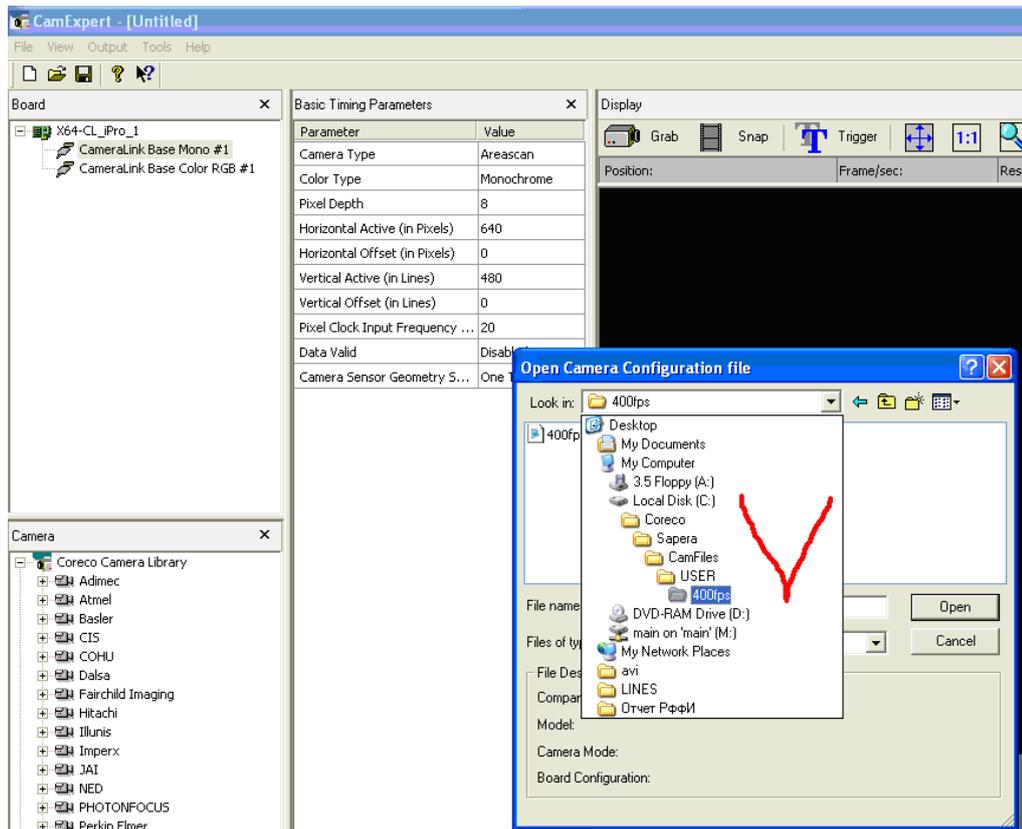


2. Настройка изображения

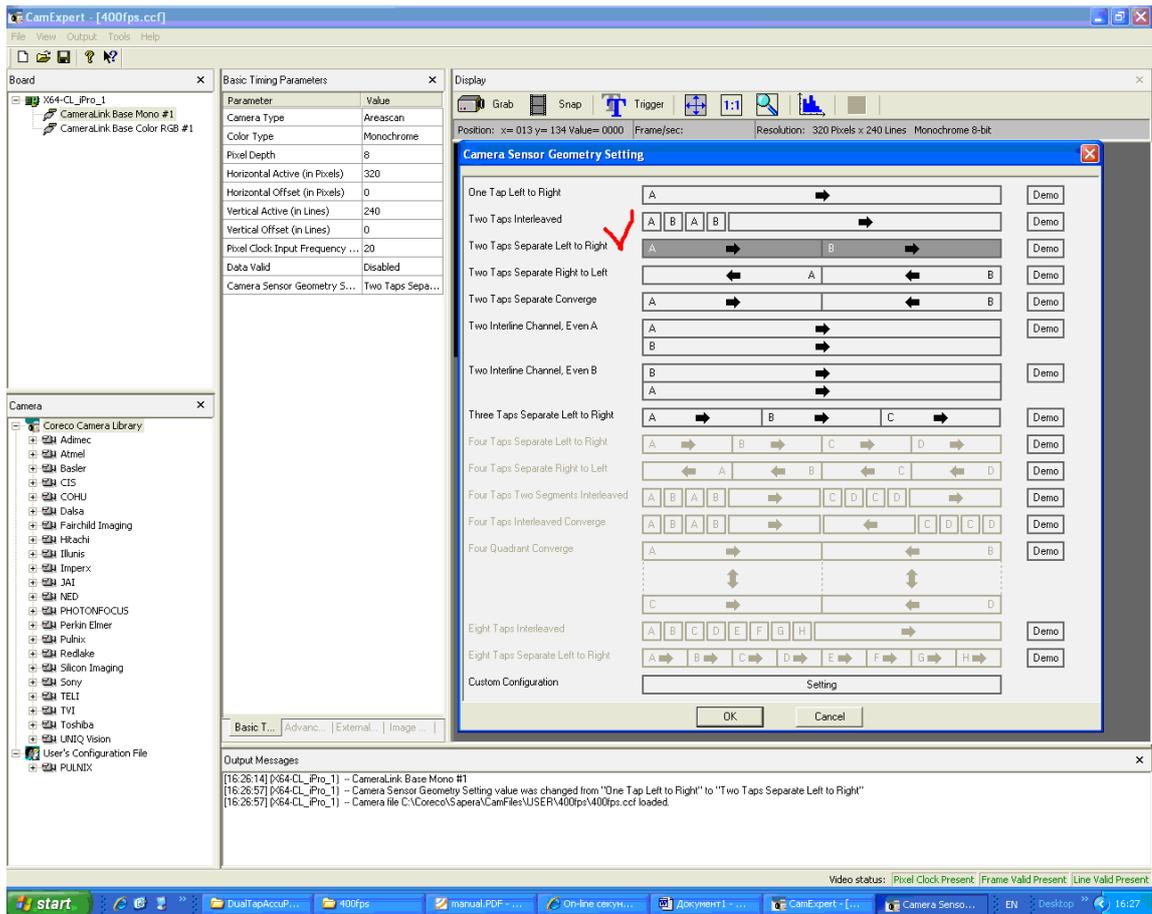
Запускаем C:\Coreco\Sapera\CamExpert\CamExpert.exe.



Открываем конфигурационный файл.



Выбираем последовательность захвата полуполей.

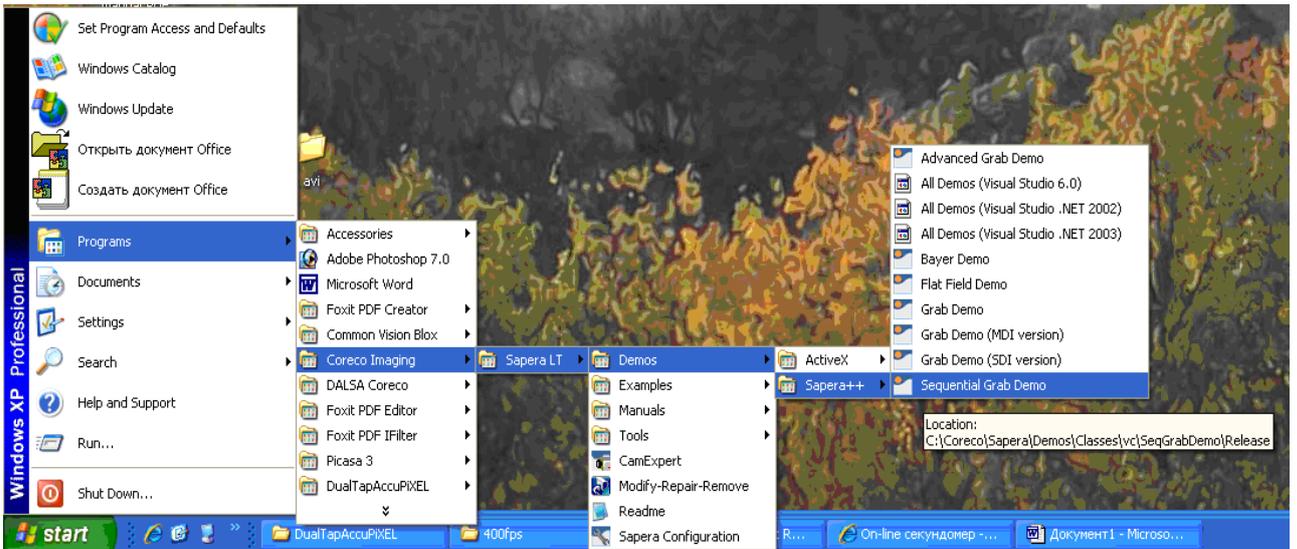


Нажимаем **Grab** и убеждаемся в том, что скорость отображается как **400 fps**.

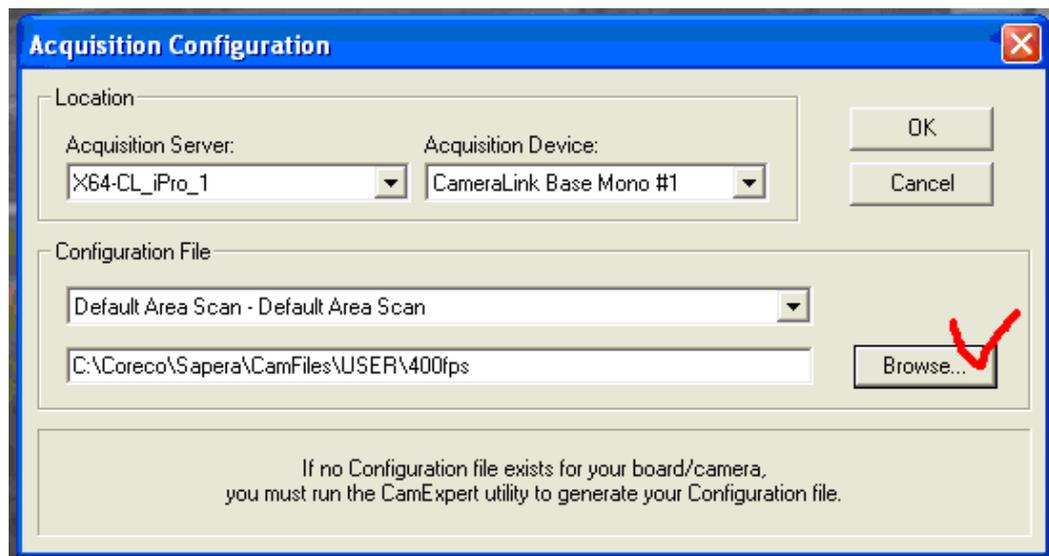
Настраиваем резкость, диафрагму, положение, размер пучка и т.п.

3. Захват последовательности

Запускаем `C:\Coreco\Sapera\Demos\Classes\vc\SeqGrabDemo\Release\SeqGrabDemo.exe`.

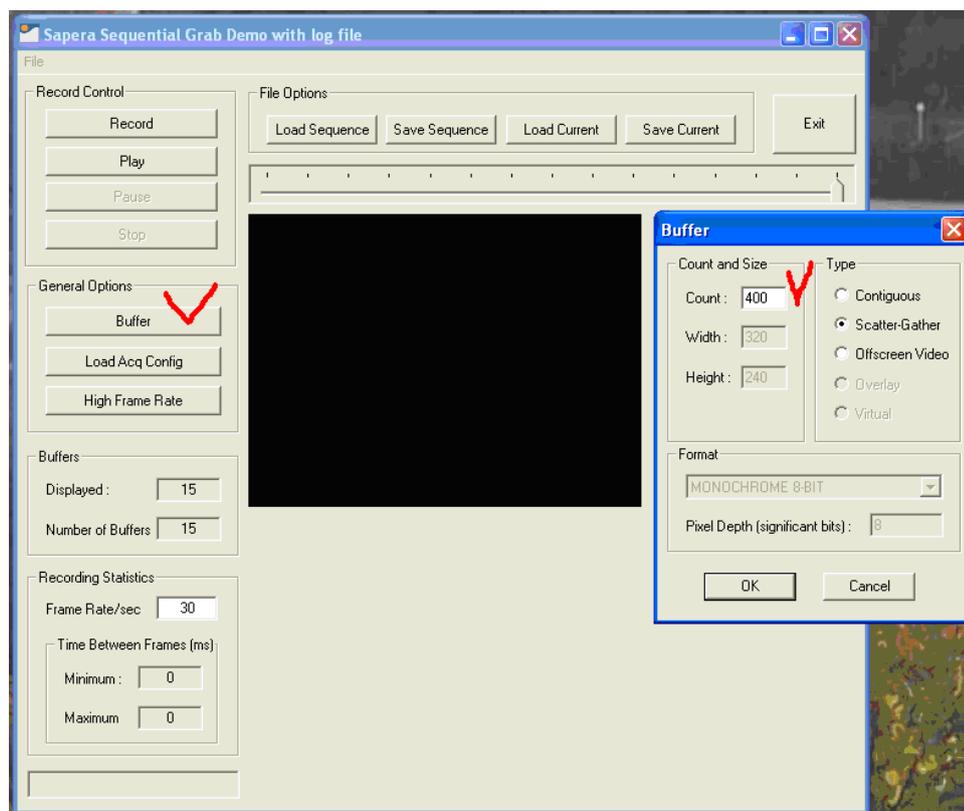


Выбираем файл конфигурации.



Выбираем размер буфера кадров (!!!! не более 8192 кадров !!!!).

Ждем выделения памяти операционной системе.



Нажмем **Record** - происходит запись.

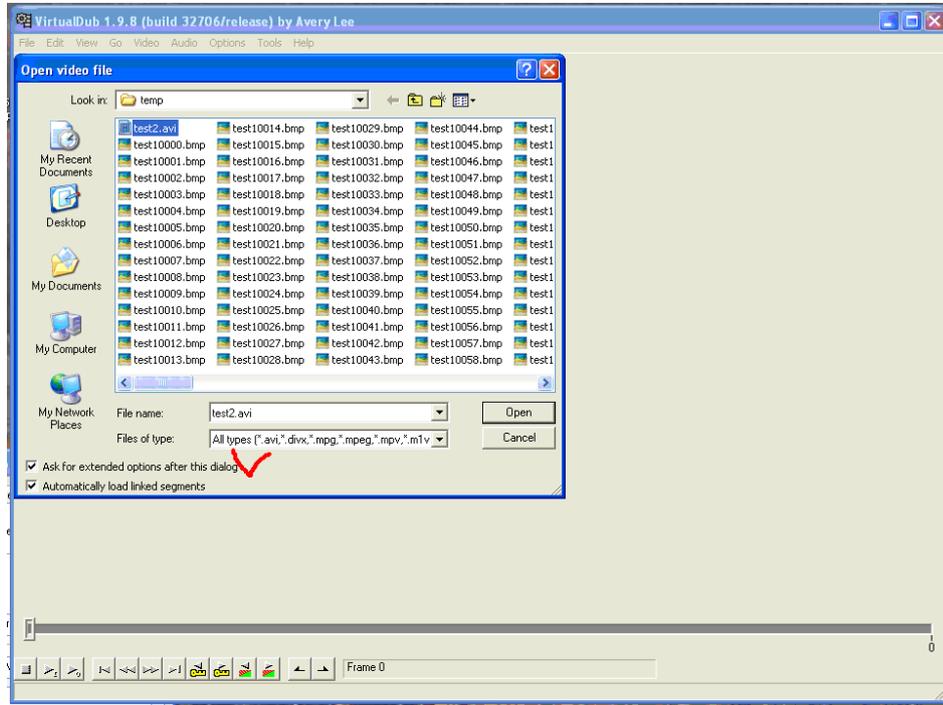
Нажимаем **Save Sequence** – файл сохраняется в формате **avi**.

4. Разбивка последовательности на пронумерованные кадры.

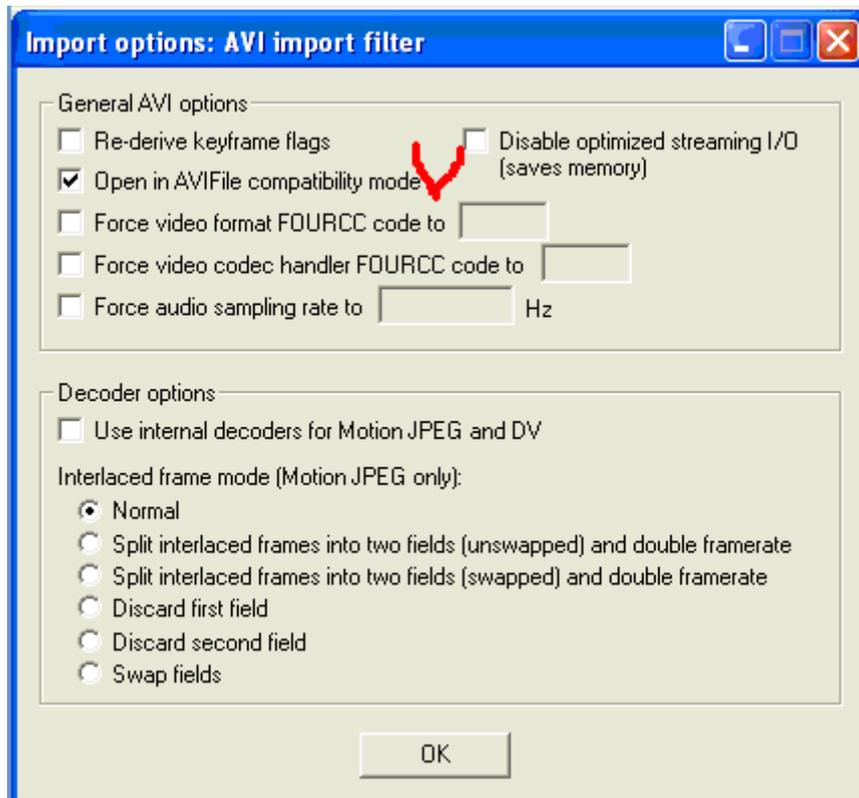
Запускаем **C:\Program Files\VirtualDub-1.X.X\VirtualDub.exe**.

Открываем сохраненный ранее *.avi файл.

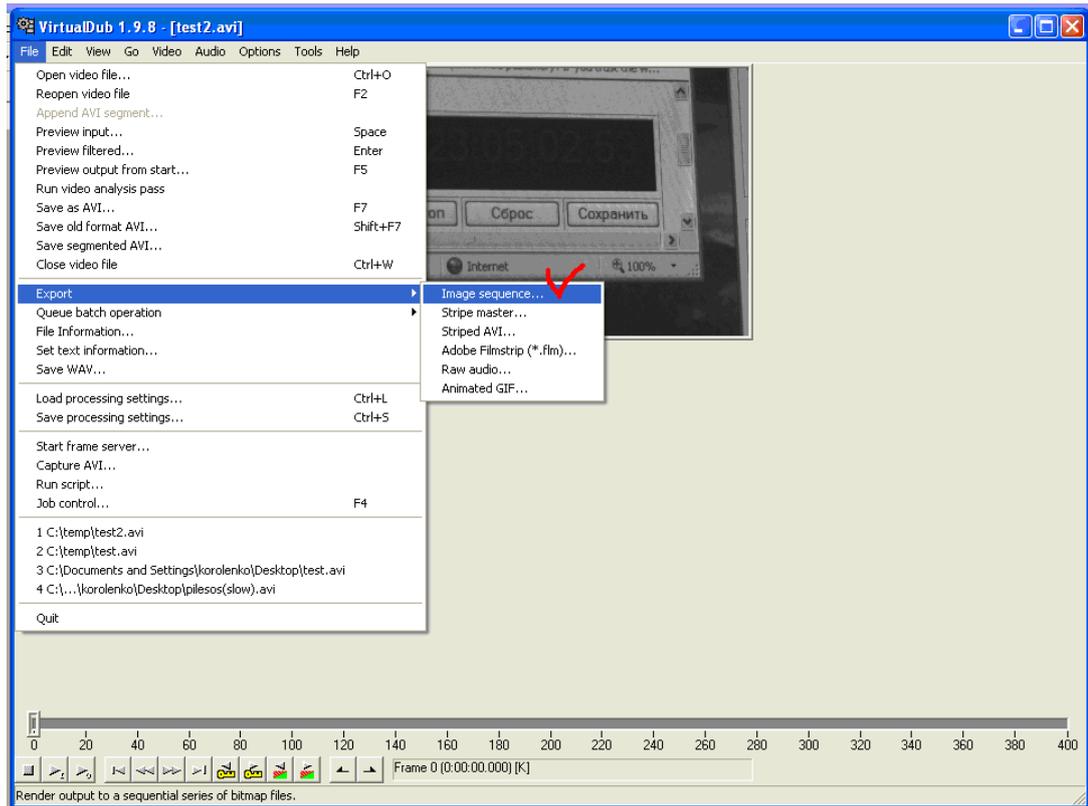
Выбираем **Ask for extended options after this dialog**.



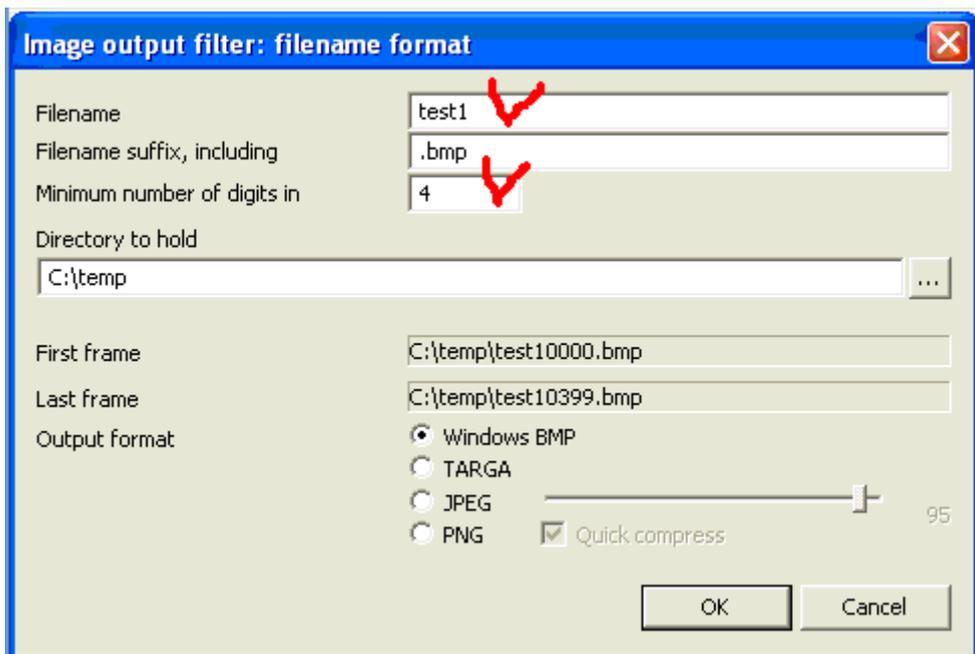
Ставим галочку **Open in AVIFile compatibility mode**.



Нажимаем File => Export => Image sequence



Даем префикс имени, заканчивающийся цифрой отличной от "0" (необходимо для последующей обработки). Задаем предположительное максимальное число знаков (4 знака) в имени кадра. Выбираем директорию C:\prak34\students\фамилия\data\ex2\



Жмем ОК!

Сохранение результата обработки для отчета.

Выделите в MathCad левой кнопкой мыши требуемые для отчета график или переменную.

Выберете в меню MathCad Файл ->Печать->DoPDF принтер.

Выберете для распечатки область "Selection".

Выберете путь сохранения PDF файла как **C:\prak34\students\фамилия\result\ex1** для первого упражнения.

Выберете путь сохранения PDF файла как **C:\prak34\students\фамилия\result\ex2** для второго упражнения.

Впишите в качестве имени файла название сохраняемой величины или зависимости.