

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение  
высшего образования  
«КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

КАФЕДРА РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

Направление: 03.03.03 – «Радиофизика»  
Профиль: «Радиофизические методы по областям применения  
(радиофизические измерения)»

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА  
«ОБРАБОТКА ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СТЕНДЕ «СУРА» В  
ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН»

Студент 4 курса

Группы 06-407(б)

«18» 06 2018 г.

 (Емельянов В.В.)

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

«18» 06 2018 г.

 (Р.И. Гумеров)

Заведующий кафедрой

д.ф.-м.н., профессор

«18» 06 2018 г.

 (М.Н. Овчинников)

Казань-2018

## Содержание:

Содержание.....	2
Введение.....	4
Глава 1. Теоретический обзор.....	6
1.1. Ионосфера и её структура .....	6
1.2. Явления в модифицированной ионосфере .....	9
1.3. Физическая природа модификации ионосферы.....	9
1.4. Резонансная неустойчивость.....	11
1.5. Эффект магнитного зенита.....	13
1.6. Аномальное поглощение .....	16
1.7. Перенос модуляции.....	18
1.8. Ленгмюровская турбулентность.....	19
1.9. Кавитоны.....	20
1.10. Многократное ускорение электронов .....	22
1.11. Искусственное свечение ионосферы.....	23
1.12. Условия проведения эксперимента .....	25
1.13. Фотометрические методы оценки интенсивности свечения .....	27
Глава 2. Вейвлет-преобразование.....	30
2.1. Общие сведения о вейвлет-преобразовании .....	30
2.2. Непрерывное вейвлет-преобразование .....	31
2.3. Дискретное вейвлет-преобразование .....	32
2.4. Преимущества вейвлет-преобразования над Фурье-преобразованием.....	34
2.5. Цифровые фильтры изображений .....	36
2.6. Методы с мультиразрешением .....	39
2.7. Алгоритм «a' trous».....	40
Глава 3. Практическая часть .....	44
3.1. Обработка изображений методом вейвлет-преобразования .....	44

3.2. Численные оценки увеличения интенсивности стимулированного свечения ионосферы.....	52
Заключение .....	61
Список литературы .....	62
Приложение .....	65

## Введение

Ионосфера в настоящее время активно используется в качестве среды, в которой происходит распространение радиоволн: обеспечение связи на дальние расстояния, получение информации от спутников. Поэтому достаточно важно знать параметры ионосферы и иметь представление о физических процессах, происходящих в ней.

Кафедра радиоэлектроники совместно с нижегородским НИРФИ принимает активное участие в экспериментах по изучению линейных и нелинейных эффектов в ионосферной плазме. Одним из таких эффектов является появление искусственного свечения ионосферы в оптическом диапазоне длин волн под действием мощной радиоволны.

Интенсивность добавочного свечения по отношению к фоновому небольшая и невооруженным глазом практически не наблюдается. Для регистрации такого свечения используются фотометры, например, на основе ПЗС. Поэтому целью моей работы является создание программного инструмента для обработки данных экспериментов на стенде «Сура» в оптическом диапазоне длин волн: выделение области свечения и оценка интенсивности. Для достижения данной цели были поставлены следующие задачи:

1. Изучить процессы, происходящие в ионосфере под действием мощной радиоволны.
2. Освоить алгоритм «а'trous» вейвлет-преобразования.
3. Разработать приложение на языке Matlab для обработки ПЗС-кадров: выделения области свечения.
4. Произвести обработку данных двух сеансов эксперимента: 15 марта, когда диаграмма направленности нагревной станции была направлена

вертикально вверх, и 17 марта, когда диаграмма направленности была направлена в магнитный зенит.

5. Получить численные оценки увеличения интенсивности свечения ионосферы в области накачки.

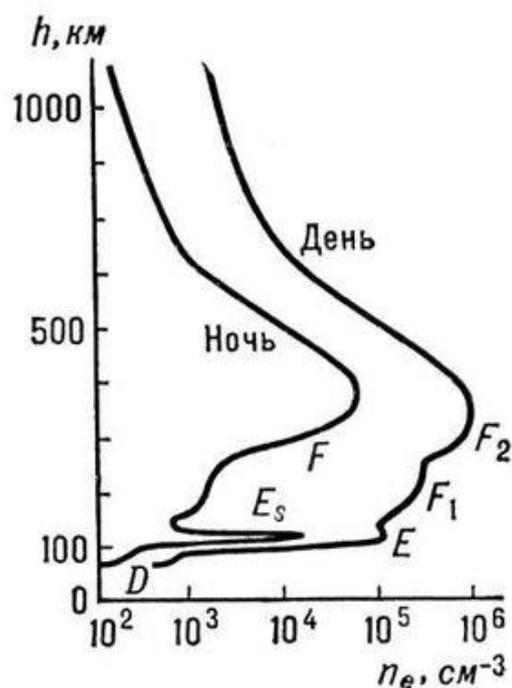
# ГЛАВА 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ОБЗОР

## 1.1. Ионосфера и ее структура

Ионосфера представляет собой сильно ионизированный слой атмосферы, находящийся на высотах от 50 до 1000 км. Конечно, эти значения достаточно условные, так как процессы, протекающие в атмосфере нестационарные, происходят постоянные пространственные перемещения газа, поэтому невозможно выделить точные границы между слоями.

Ионизация происходит преимущественно солнечным излучением, длина волны которого 1-1000 Å [1]. Каждый тип излучения, в зависимости от его проникающей способности, оказывает влияние лишь на определенный слой атмосферы. Основную часть ионизированных частиц составляют свободные электроны, а так же ионы кислорода  $O_2^+$  и окиси азота  $NO^+$ , полученные из нейтральных молекул путем выбивания электрона квантами солнечного излучения.

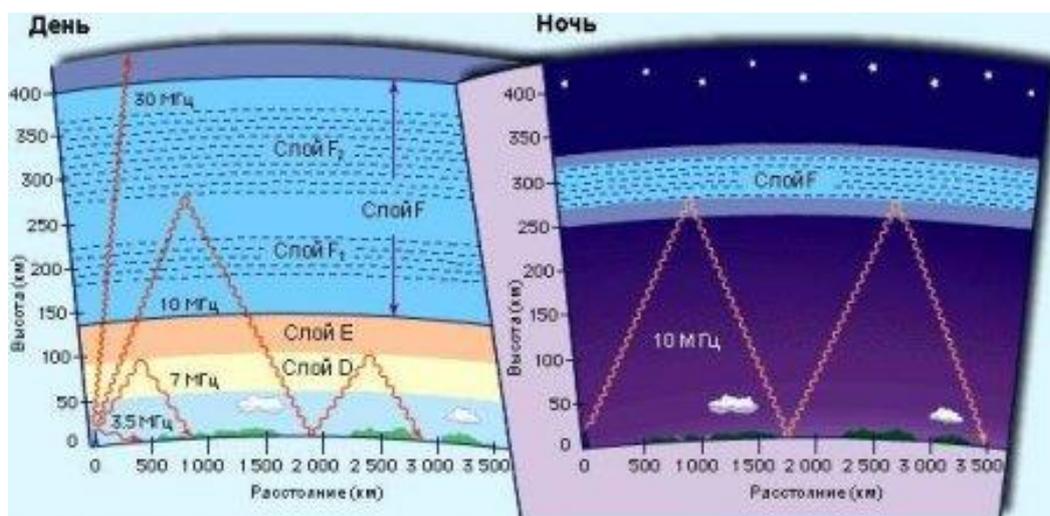
Основной характеристикой, определяющей свойства ионосферы, является концентрация заряженных частиц (полная электронная концентрация, ПЭК). ПЭК зависит от высоты (рис. 1.1.) и существенным образом влияет на характер распространения радиоволн в среде.



**Рис. 1.1.** Зависимость концентрации заряженных частиц от высоты и времени суток [2].

Земля, как известно, обладает собственным магнитным полем. Это поле оказывает влияние на движущиеся заряженные частицы, что приводит к появлению анизотропии в ионосферной плазме. В результате этого, при распространении радиоволн в такой среде, возникает две компоненты – обыкновенная (O) и необыкновенная (X). Таким образом, процесс распространения радиоволн через ионосферу аналогичен явлению двойного лучепреломления света в анизотропном кристалле.

Поскольку основным источником ионизации служит излучение солнца, очевидно, что концентрация электронов - величина переменная, зависящая от уровня солнечной активности, времени суток и т.д. В зависимости от концентрации заряженных частиц, которая имеет некоторое неравномерное распределение по высоте, ионосферу подразделяют на ряд слоев (рис. 1.2.).



**Рис. 1.2.** Распределение слоев в ионосфере [3]

D слой имеет высоту расположения 60-90 км. Концентрация заряженных частиц здесь наименьшая среди остальных слоев и составляет величину порядка  $10^2-10^3 \text{ см}^{-3}$  (частиц на кубический сантиметр). Низкое значение концентрации обусловлено тем, что большая часть ионизирующего излучения рассеивается в вышележащих слоях. Отличительной особенностью этого слоя является то, что здесь наряду с положительными ионами присутствуют и отрицательные. Это обстоятельство достаточно сильно влияет на характеристики и свойства слоя. В ночное время суток концентрация заряженных частиц сильно падает, что уменьшает поглощение радиоволн.

Следующим по высоте (90-120 км) расположен E слой. Концентрация на этой высоте имеет гораздо большее значение, равное примерно  $10^4-10^5 \text{ см}^{-3}$ . Иногда может происходить так, что внутри E слоя образуется ещё один, достаточно тонкий (~1 км) слой, имеющий высокое значение плотности заряженных частиц  $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Этот слой называется спорадическим и обозначается  $E_s$  (рис. 1.1.).

Самую высокую концентрацию  $10^5-10^6 \text{ см}^{-3}$  имеет F слой, занимающий пространство ионосферы выше 130 км. Во время большой солнечной активности, преимущественно летом в дневное время, F слой разбивается на два слоя  $F_1$  и  $F_2$ , расположенных на высотах 200-250 км и 300-400 км соответственно. Ночью  $F_1$  слой пропадает, а концентрация заряженных частиц

F<sub>2</sub> слоя падает примерно вдвое. F слой играет очень важную роль в радиосвязи, т.к. отражает волны частотой до 10 МГц, что позволяет осуществлять радиосвязь на больших расстояниях вне зоны прямой видимости.

## 1.2. Явления в модифицированной ионосфере

В 70-х годах прошлого века проводилось большое количество экспериментов по изучению ионосферы. С наземной станции в вертикальном направлении, или близком к нему, производилась накачка ионосферы мощной, узконаправленной радиоволной. Выяснилось, что в этом случае в области ионосферы, расположенной вдоль распространения волны возникает несколько новых явлений. Эти явления получили названия *модификации ионосферы*. Далее будут перечислены некоторые из них.

## 1.3. Физическая природа модификации ионосферы

Ионосфера, как говорилось выше, представляет собой плазменный слой, расположенный в верхней части атмосферы. Для понимания физики процессов, происходящих в модифицированной ионосфере, рассмотрим так называемые ленгмюровские (плазменные) колебания и волны.

Ленгмюровские колебания – это собственные колебания электронов в плазме с частотой, называемой ленгмюровской частотой:

$$\omega_L(z_L) = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N(z_L)}{m}} \quad (1.1)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $m$  – масса электрона,  $N(z_L)$  – концентрация электронов на высоте  $z_L$ .

Эта частота характерна тем, что, когда волна, распространяющаяся в ионосферной плазме, достигает такой высоты, что  $\omega_L(z_L)$  становится равной частоте самой волны, происходит ее полное отражение. Совпадение частот, в свою очередь, приводит к тому, что становится возможным процесс резонансного взаимодействия волны накачки с собственными колебаниями и волнами плазмы. Такого рода резонансные взаимодействия и являются причиной создания модифицированной ионосферы.

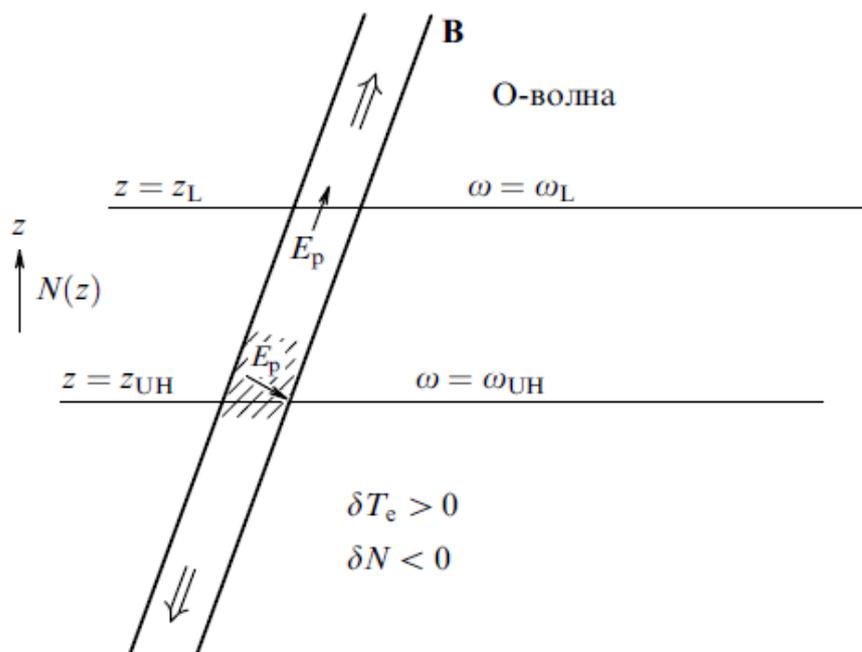
Следует помнить, что колебания электронов происходят в магнитном поле Земли  $\mathbf{B}$ . Это поле оказывает влияние на процесс колебания. Здесь имеется два предельных случая.

Первый случай, когда вектор электрического поля колебаний  $\mathbf{E}$  параллелен вектору магнитного поля земли  $\mathbf{B}$  ( $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ ). Тогда собственная частота колебаний равна описанной выше ленгмюровской частоте  $\omega_L(z_L)$ .

Второй случай, когда вектор электрического поля колебаний  $\mathbf{E}$  перпендикулярен вектору магнитного поля земли  $\mathbf{B}$  ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ ). В этом случае частота собственных колебаний равна верхнегибридной частоте  $\omega_{UH}$ .

$$\omega_{UH} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N(z_{UH})}{m}} + \omega_H^2 \quad (1.2)$$

где  $\omega_H = eH/mc$  – гиромагнитная частота.



**Рис. 1.3.** Область плазменных резонансов [4]

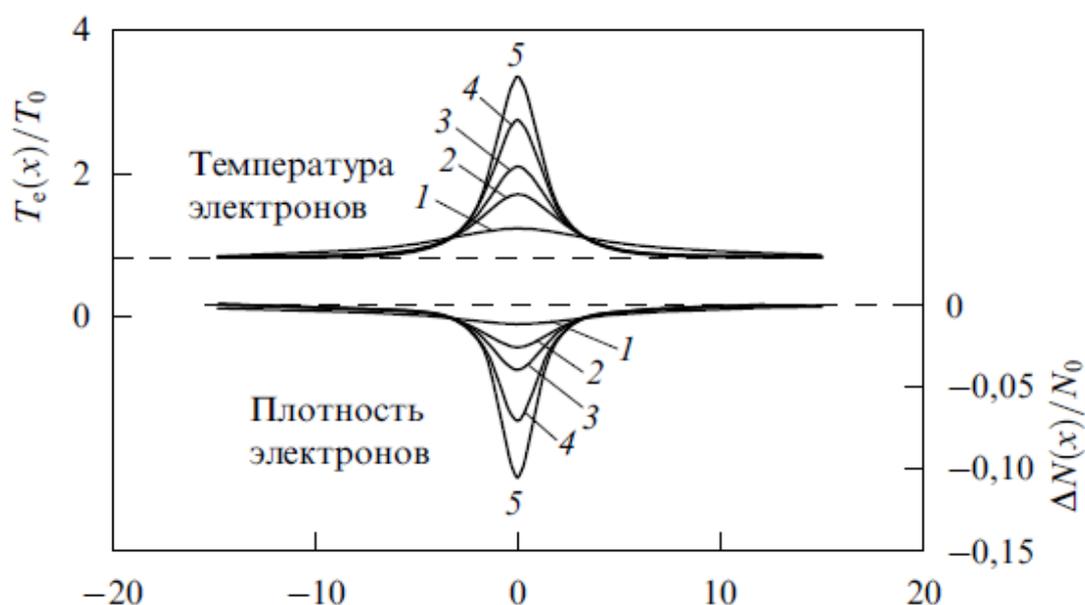
Таким образом, из выражений (1.1) и (1.2) получаем, что для заданной частоты возмущающей станции имеется целый слой, для которого условие совпадения частот выполняется. Снизу он ограничен высотой верхнегибридного резонанса (ВГ), а сверху – частотой ленгмюровского резонанса. Расчеты показывают, что для области ионосферы с максимальной концентрацией заряженных частиц (F слой) ширина этого слоя 2-10 км.

#### **1.4. Резонансная неустойчивость**

В F слое ионосферы из-за низкой частоты столкновений электронов процессы переноса, такие как перенос вещества и температуры, в направлении магнитного поля происходят гораздо более интенсивно, чем в направлении, перпендикулярном вектору **B** [4]. Так что, если в плазменном слое возникает концентрационная или температурная неоднородность, ее форма будет очень сильно вытянута вдоль магнитного поля.

Пусть такая неоднородность находится в области верхнегибридного резонанса и частота воздействующей на ионосферу (нагревной) станции  $\omega$  будет равна частоте ВГ-резонанса  $\omega_{UH}$ . В таком случае КВ излучение станции будет приводить к образованию верхнегибридных плазменных волн в области неоднородности. При этом эффективность возбуждения этих волн связана прямым соотношением с изменением концентрации заряженных частиц ( $\Delta N$ ). Так как неоднородность сильно вытянута вдоль  $\mathbf{B}$ , градиент концентрации будет иметь направление, перпендикулярное  $\mathbf{B}$ . Следовательно, волна накачки нагревной станции с наибольшей эффективностью будет возбуждать в плазменной неоднородности ВГ-волны, имеющие то же направление. Кроме этого, если неоднородность представляет собой область с пониженной концентрацией электронов, то ВГ-волны не смогут покинуть область неоднородности и будут образовывать стоячую ВГ-волну.

Часть энергии ВГ-волн, «захваченных» неоднородностью, будет, в результате процессов столкновения электронов, приводить к увеличению температуры. Это увеличение температуры, в свою очередь, приводит к вытеснению плазмы, что еще сильнее понижает ее концентрацию. Более низкая концентрация заряженных частиц внутри неоднородности повышает градиент плотности. Это ведет к повышению эффективности возбуждения поперечных (по отношению к вектору магнитного поля  $\mathbf{B}$ ) ВГ-волн, а, следовательно, к дальнейшему повышению температуры неоднородности и т.д. (рис. 1.4.).



**Рис. 1.4.** Поперечное распределение температуры и концентрации плазмы в неоднородностях ( $T_0$  и  $N_0$  – температура и концентрация в невозбужденной плазме). По оси абсцисс отложено расстояние от оси неоднородности в единицах  $l_0$ . (Для F слоя  $l_0 \sim 5-10$  м.). Цифры соответствуют различным значениям мощности волны накачки [4]

Таким образом, на высотах ВГ-резонанса возникает неустойчивая область с пониженной концентрацией электронов и высокой температурой. Эта область получила название *резонансная неустойчивость*.

На рис. 1.3. штриховкой показана область резонансной неустойчивости вблизи ВГ-резонанса. Стрелки указывают направление вытеснения плазмы вследствие нагрева.

## 1.5. Эффект магнитного зенита

В процессе проведения экспериментов по исследованию ионосферы производилась накачка ионосферы мощной радиоволной в вертикальном направлении. Было замечено, что максимальный уровень возбуждения располагался в области, несколько смещенной относительно вертикали в южном направлении, а именно – в направлении линии магнитного поля, проходящей непосредственно через станцию. Это явление получило название

эффект магнитного зенита (MZ). Кроме отклонения области максимального возбуждения было обнаружено так же ее поднятие на высоту около 600 м, что значительно выше области максимальной концентрации F слоя.

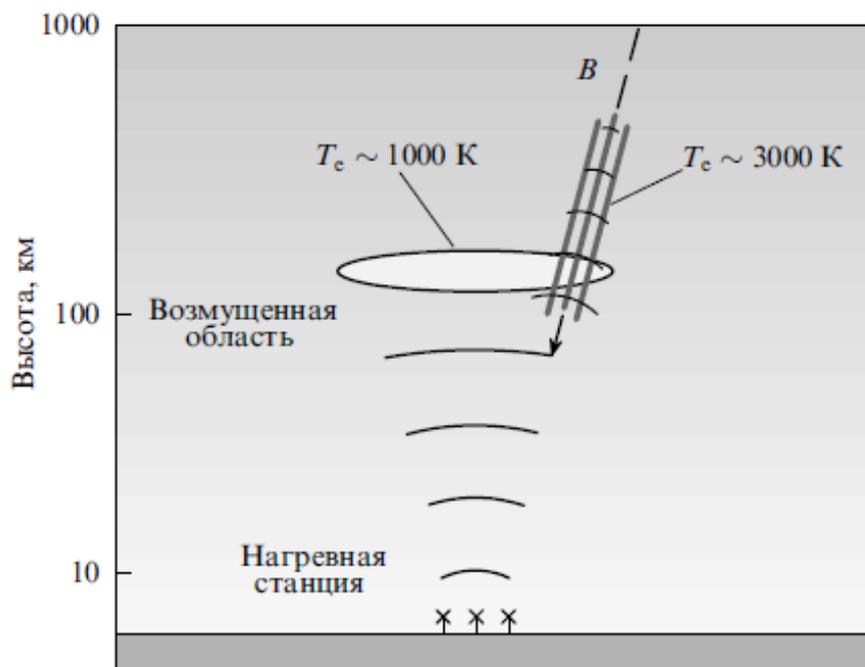
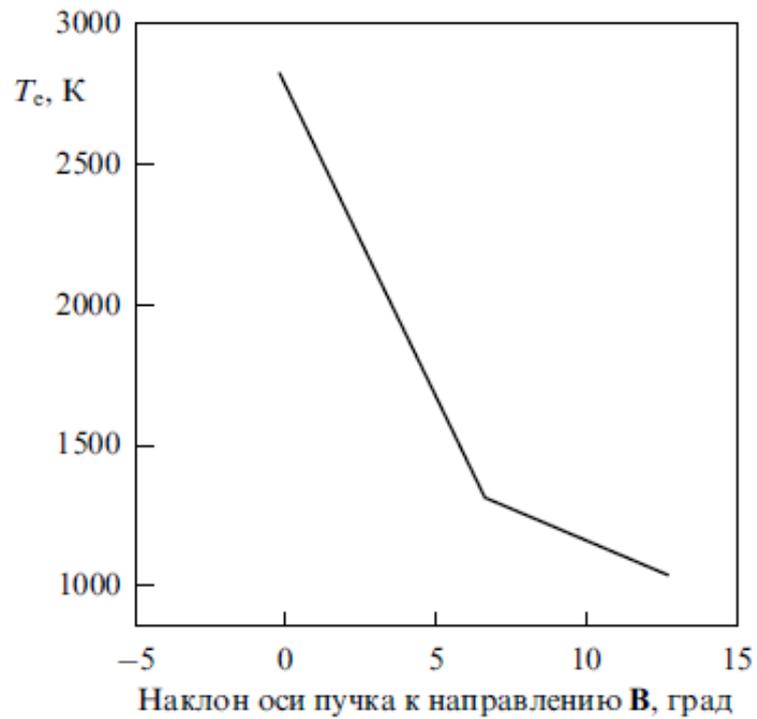


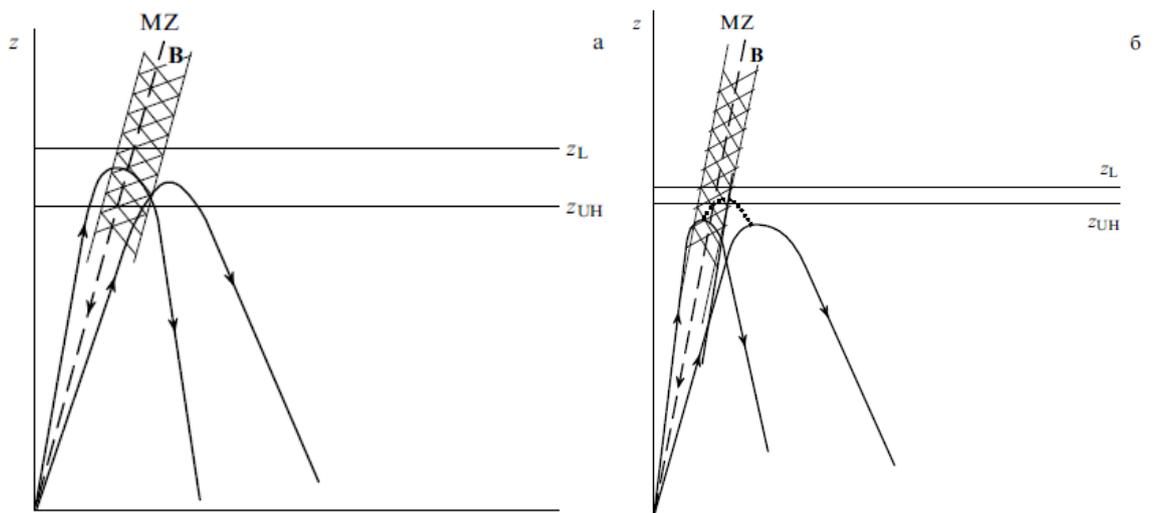
Рис. 1.5. Эффект магнитного зенита [4]

В эксперименте по изучению эффекта MZ производилось снятие зависимости температуры электронов от угла между магнитным зенитом и направлением излучения нагревной станции. Значительные изменения появились лишь при достаточно малых углах ( $\sim 5^\circ$ ). Углом, меньшим  $5^\circ$ , соответствует резкое возрастание температуры и увеличение зоны неоднородности (рис. 1.6.).



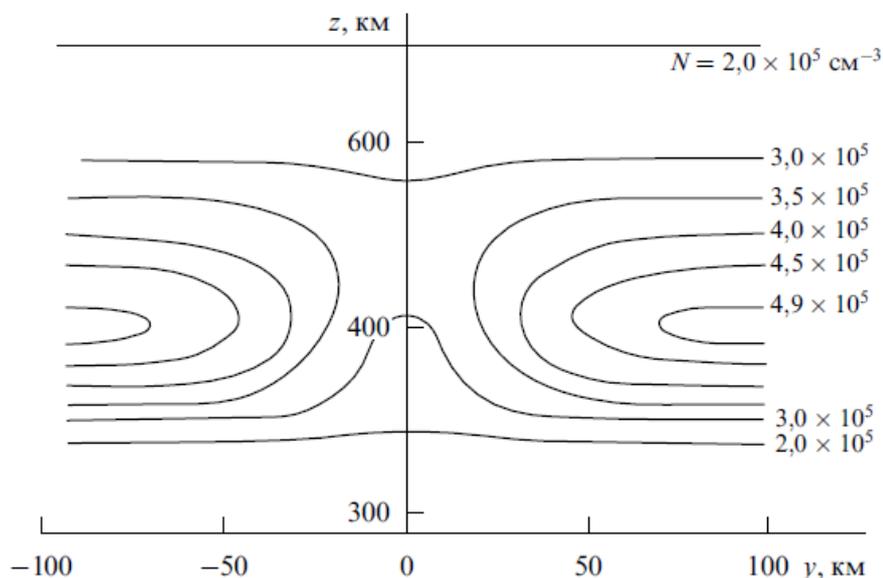
**Рис. 1.6.** Зависимость температуры электронов от угла между магнитным зенитом и направлением излучения нагревной станции [4]

Сказанное выше справедливо лишь для относительно низкочастотного воздействия  $f \leq 4$  МГц. Для более высоких частот  $f \geq 5$  МГц ситуация становится более сложной.



**Рис. 1.7.** Эффект магнитного зенита в низкочастотном (а) и высокочастотном (б) пределе

Для относительно высоких частот происходит сближение области ленгмюровского резонанса (области отражения) и области верхнегибридного резонанса. Таким образом, значительная часть волны накачки отражается, не успевая попасть в область ВГ-резонанса (рис. 1.7.). Эффект в этом случае наблюдается с задержкой  $\sim 20-30$  с. Это происходит вследствие нагрева электронов вблизи ленгмюровского резонанса. Процесс нагрева приводит к своего рода «продавливанию» плазмы вверх (рис. 1.8.) и волна беспрепятственно достигает области ВГ-резонанса, где процесс развивается таким же образом, как при низкочастотной накачке.



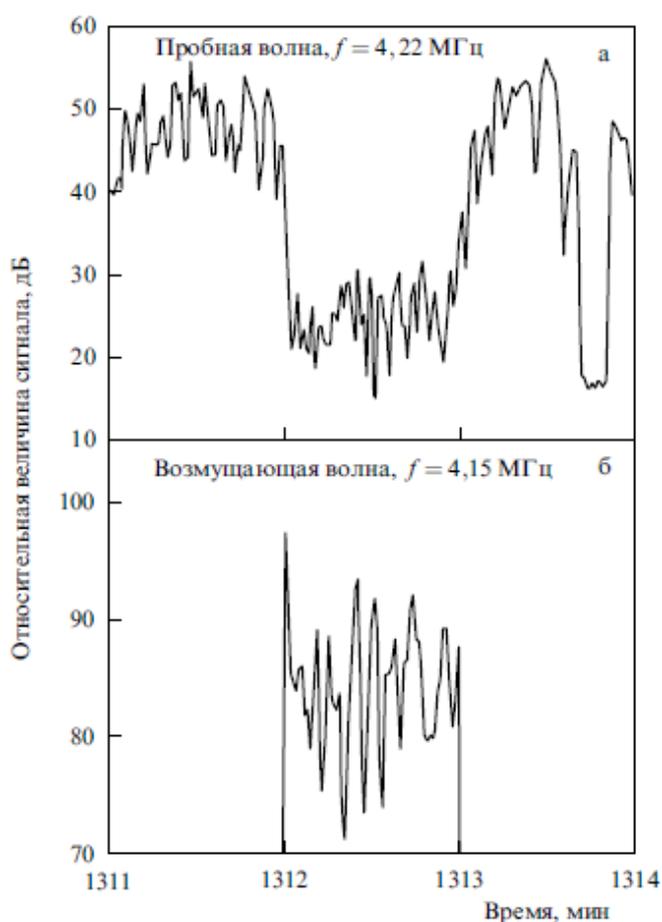
**Рис. 1.8.** Продавливание ионосферы мощной радиоволной [4]

## 1.6. Аномальное поглощение

Как говорилось ранее, под действием мощной радиоволны станции в области ВГ-резонанса происходит возбуждение собственных колебаний и волн плазмы. Образование этих волн сопровождается поглощением энергии волны накачки. Кроме того, в образовавшихся неоднородностях поглощаются еще и

другие волны, траектория движения которых проходит через область возмущения.

На рис. 1.9.(а) показан процесс аномального поглощения пробной волны (ПВ). Станция работала в импульсном режиме – 1 мин включена, 1 мин выключена (рис. 1.9.(б)). Видно, что при включении накачки резко возрастает поглощение пробной волны, в то время как при отключении восстановление происходит медленнее (~10-20 с). Процесс восстановления связан с процессом рассасывания сформированных возмущающей волной неоднородностей.



**Рис. 1.9.** Аномальное поглощение пробной волны [4]

Потери для нормального поглощения, обусловленного столкновительными процессами, в области F слоя не превышают 5-10%. При аномальном же поглощении мощность пробной волны падает более чем в 100 раз. Это можно объяснить тем, что в процессе прохождения пробной волны

через область неоднородности происходит возбуждение ВГ-колебаний самой этой волной. А при выключении воздействия станции происходит рассасывание неоднородности, и уровень поглощения падает за время пропорциональное времени рассасывания.

## 1.7. Перенос модуляции

Следствием аномального поглощения является эффект, который получил название *перенос модуляции* (рис. 1.10.). Суть эффекта в следующем. Если волна накачки станции промодулирована некоторым низкочастотным колебанием, то пробная волна, проходящая через неоднородность, будет промодулирована таким же колебанием.

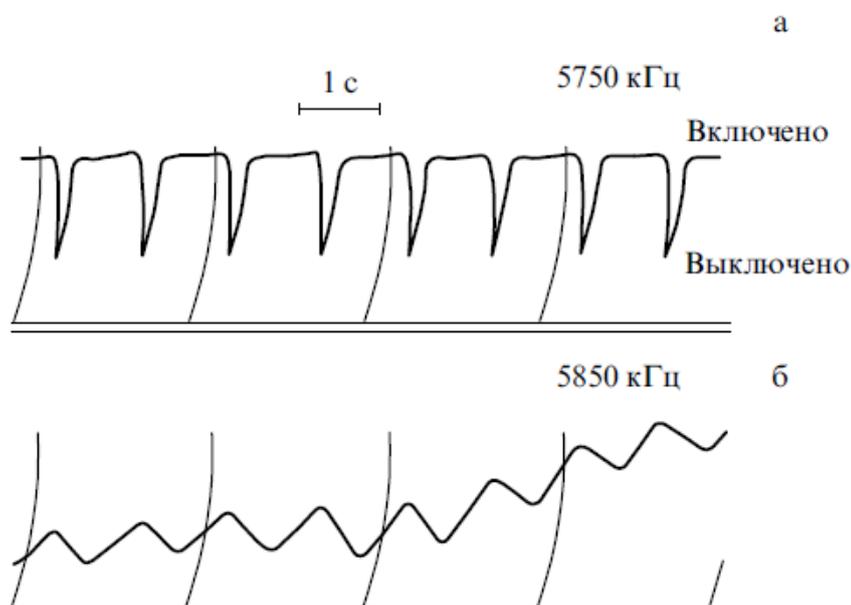


Рис. 1.10. Перенос модуляции [4]

На рис. 1.10.(а) представлен режим работы станции: 1 с включена, 0,12 с выключена. На рис. 1.10.(б) – принимаемый сигнал пробной волны после прохождения неоднородности. Видно, что пробная волна, имевшая первоначально постоянную амплитуду, вследствие аномального поглощения

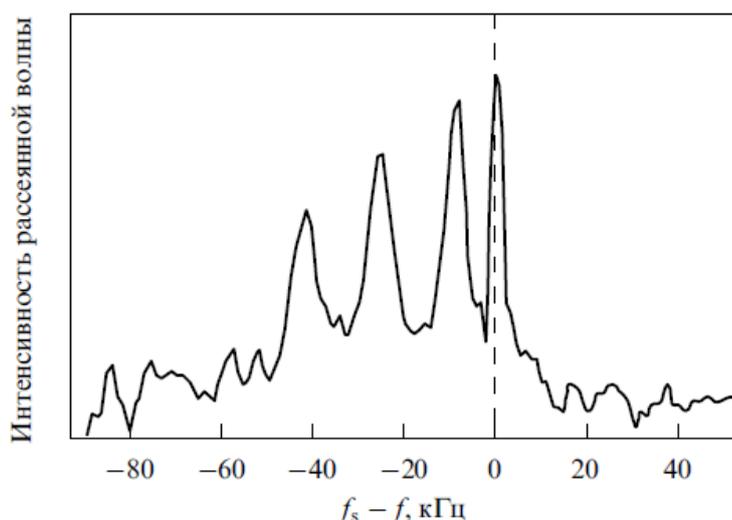
приобрела модуляцию возмущающей станции. Можно заметить, что форма и фаза «перенесенной» модуляции несколько отличаются. Причиной этого являются процессы развития и затухания неоднородности, которые происходят не мгновенно, а требуют некоторого времени.

## 1.8. Ленгмюровская турбулентность

Перейдем теперь к рассмотрению нелинейных процессов, происходящих в области ленгмюровского резонанса. Здесь влияние на происходящие процессы оказывает преимущественно ленгмюровская турбулентность.

Турбулентность плазмы представляет собой хаотическое изменение параметров плазмы, являющейся неустойчивой вследствие одновременного возбуждения большого количества её степеней свободы (колебаний и волн различных типов). Уровень возбуждения значительно превышает тепловой и является следствием внешнего воздействия. За счет нелинейных взаимодействий избыточная энергия (избыточная относительно тепловой) перераспределяется между всеми модами и возмущениями различных пространственных масштабов.

В ленгмюровской турбулентности происходит распределение энергии волны накачки между электронными и плазменными волнами и их модами. На рис. 1.11. представлен пример такого распределение интенсивности. Пик максимальной интенсивности соответствует возбуждению стоячей ленгмюровской волны. Частота его точно равна частоте резонанса. Следующий пик сдвинут на величину частоты ионных колебаний. Последующие значения соответствуют следующим модам плазменных колебаний.



**Рис. 1.11.** Спектр волн в ленгмюровской турбулентности. (По оси абсцисс отложен сдвиг частоты принимаемого сигнала от частоты волны накачки) [4]

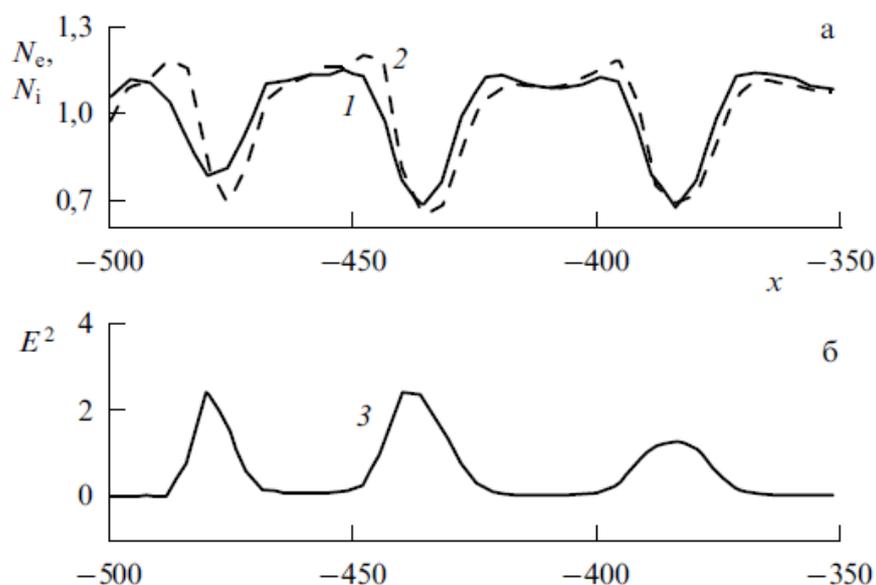
Необходимо отметить особенность развития ленгмюровской турбулентности во времени. Непосредственно в момент прихода волны накачки в область ленгмюровского резонанса по принципу, описанному в разделе «Резонансная неустойчивость», происходит быстрое возбуждение ленгмюровских волн и сильное поглощение волны накачки. Однако этот процесс имеет достаточно большую интенсивность лишь очень короткий промежуток времени ( $\sim 100$  мс). Это происходит потому, что в расположенной ниже области ВГ-резонанса начинает развиваться процесс аномального поглощения. Таким образом, очень малая часть волны накачки достигает области ленгмюровского резонанса, что приводит к ослаблению процессов, происходящих в турбулентности.

## 1.9. Кавитоны

Как говорилось ранее, на начальном этапе накачки в области ленгмюровского резонанса происходит достаточно сильное возбуждение плазменных волн. Это может привести к образованию неоднородностей в

распределении концентрации плазмы. Такие неоднородности получили название *кавитоны*.

Процесс образования кавитонов аналогичен процессу образования сильно вытянутых неоднородностей, описанному в разделе «Резонансная неустойчивость». Разница состоит лишь в том, что в области ленгмюровского резонанса напряженность электрического поля плазменных колебаний направлена параллельно вектору магнитного поля. Кавитоны, так же как и неоднородности в области ВГ-резонанса, выступают в роли своеобразного резонатора, в котором под действием волны накачки происходит накопление плазменных волн.



**Рис. 1.12.** Структура кавитонов. (а) – Нормированная на среднее значение плотность распределения электронов (слotted линия) и ионов (штриховая линия). (б) – Распределение энергии электрического поля плазменных колебаний в тот же момент времени в той же области пространства. По оси абсцисс отложено расстояние в единицах дебаевского радиуса электронов [4]

В пространстве кавитоны представляют собой расположенный в ленгмюровской турбулентности тонкий слой неоднородностей плотности плазмы. Характерный размер этих неоднородностей для F слоя составляет около 10 см. Под действием волны накачки кавитоны должны увеличиваться в

размерах, как это происходит с неоднородностями в ВГ-слое. Однако этого не наблюдается вследствие того, что часть энергии плазменных волн передается пролетающим через пространство неоднородностей быстрым электронам. Далее рассмотрим этот процесс подробнее.

### 1.10. Многократное ускорение электронов

Известно, что плазменные волны могут передавать энергию электронам. Кавитоны представляют собой область пространства, накапливающую эти самые волны. Следовательно, электрон, пересекая пространство кавитона, ускоряется. Причем важной особенностью в этом процессе является то, что ускорение приобретают только быстрые электроны, т.е. электроны, соответствующие хвосту функции распределения (рис. 1.13.). Медленные же электроны адиабатически осциллируют в кавитоне, не поглощая энергию.

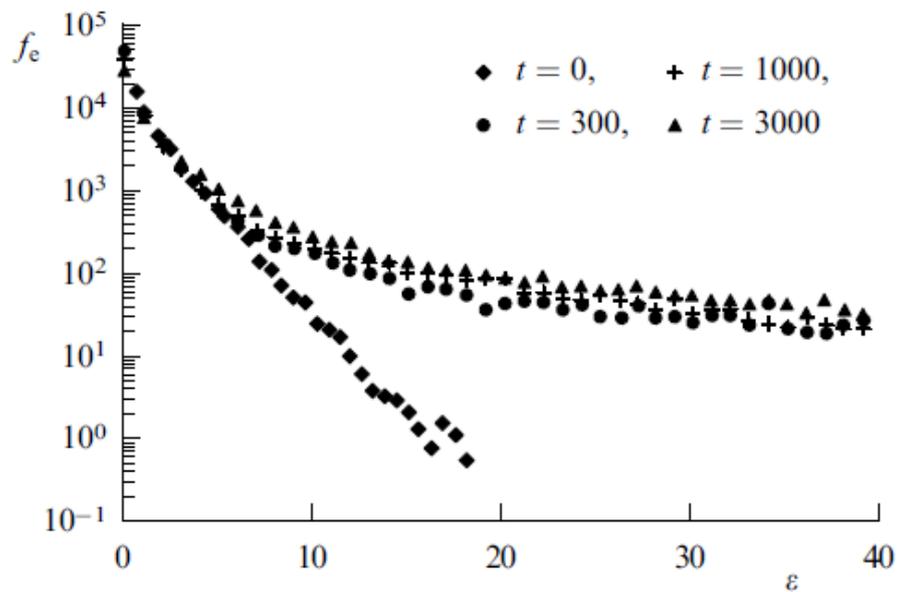


Рис. 1.13. Функция распределения электронов по энергии [4]

Толщина слоя плазмы, в котором происходит ускорение, меньше длины свободного пробега электронов. Это означает, что электроны, вылетевшие из

слоя, в результате рассеяния могут вернуться и снова пересечь ускоряющую область и тем самым увеличить свою энергию. Такой процесс будет происходить до тех пор, пока энергия, теряемая электронами при соударении, не станет равной энергии, приобретаемой ими в области кавитонов. Таким образом, происходит многократное ускорение электронов, а область ими занимаемая очень сильно возрастает и может достигать нескольких десятков километров.

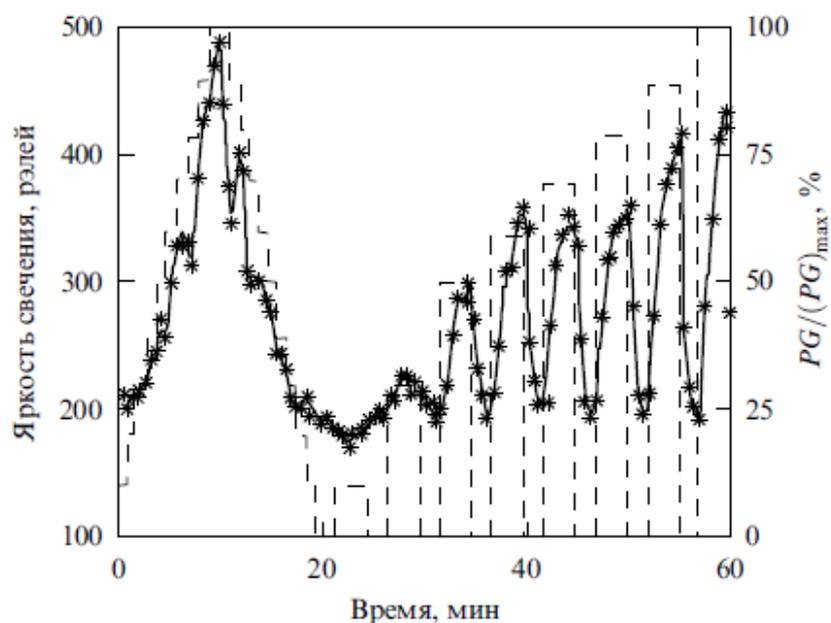
### 1.11. Искусственное свечение ионосферы

Если провести численный расчет, то получится, что тепловая энергия электронов имеет значение  $\sim 0,1-0,3$  эВ. В результате описанного выше многократного ускорения процесса энергия становится  $\sim 5-10$  эВ. Этого значения энергии становится достаточным для возбуждения нейтральных атомов, которые в процессе гашения могут излучать волны в оптическом диапазоне.

При воздействии на ионосферу мощной радиоволны в оптическом диапазоне наибольшую интенсивность имеют красная (630 нм) и зеленая (557 нм) линии. Излучение на этих длинах волн высвечивается в результате перехода атомарного кислорода  $O(^1D_2)$  (для красной линии) и  $O(^1S_0)$  (для зеленой линии) из возбужденного состояния на уровень с меньшей энергией.

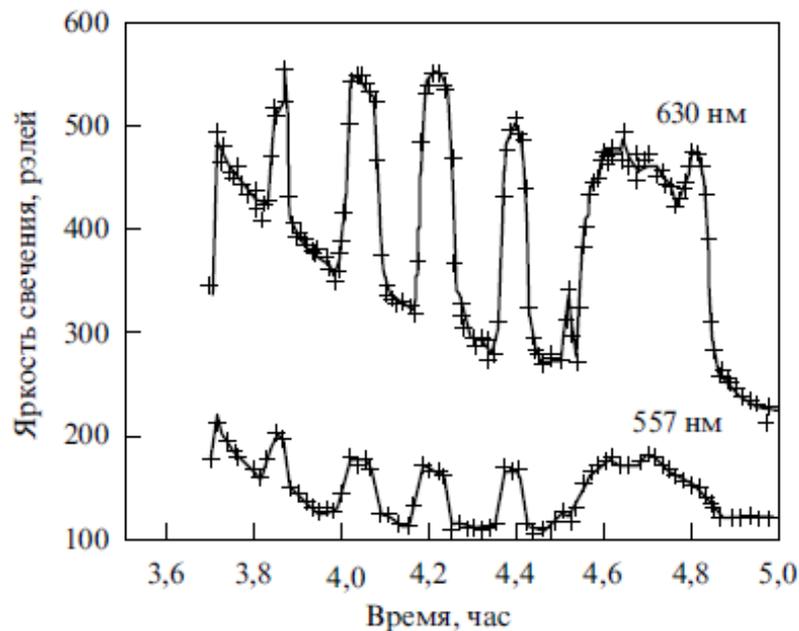
На рис. 1.14. представлен результат наблюдения свечения в красной линии (630 нм). Энергия возбуждения атома для излучения в красной линии достаточно мала – 1,96 эВ. Излучение происходит в результате перехода атома из состояния  $^1D_2$  в состояние  $^3P_2$ . Этот переход характеризуется достаточно большим временем задержки  $\sim 130$  с. Поэтому существенную роль имеет процесс гашения возбужденного атома при его столкновении с другими атомами и молекулами. Таким образом, интенсивность излучения в красной линии сильно зависит от высоты. Например, для F слоя гашение очень мало и

излучение достаточно интенсивное, а в Е слое излучение практически полностью подавляется процессом гашения.



**Рис. 1.14.** Свечение в красной линии (630 нм). Представлена зависимость интенсивности свечения в релях в красной линии (сплошная линия) от интенсивности волны накачки в относительных единицах (штриховая линия) [4]

На рис. 1.15. представлено сравнение интенсивностей излучения в красной и зеленой линиях. Энергия возбуждения атома для зеленой линии имеет более высокое значение, равное 4,17 эВ. Зато высвечивание происходит очень быстро, что делает процесс гашения несущественным.



**Рис. 1.15.** Излучение в красной и зеленой линиях [4]

Обе линии наблюдаются в F слое. Размер излучающей области составляет ~ 10-30 км. Для относительно низкочастотного излучения станции  $f \leq 4$  МГц излучение в красной линии наблюдается в области ВГ-резонанса и является следствием значительного повышения температуры электронов. Зеленая же линия, в свою очередь, появляется лишь вследствие ускорения электронов в ленгмюровском резонансе. Для частот  $f \geq 5$  МГц свечение в обеих линиях является следствием многократного ускорения электронов.

## 1.12. Условия проведения эксперимента

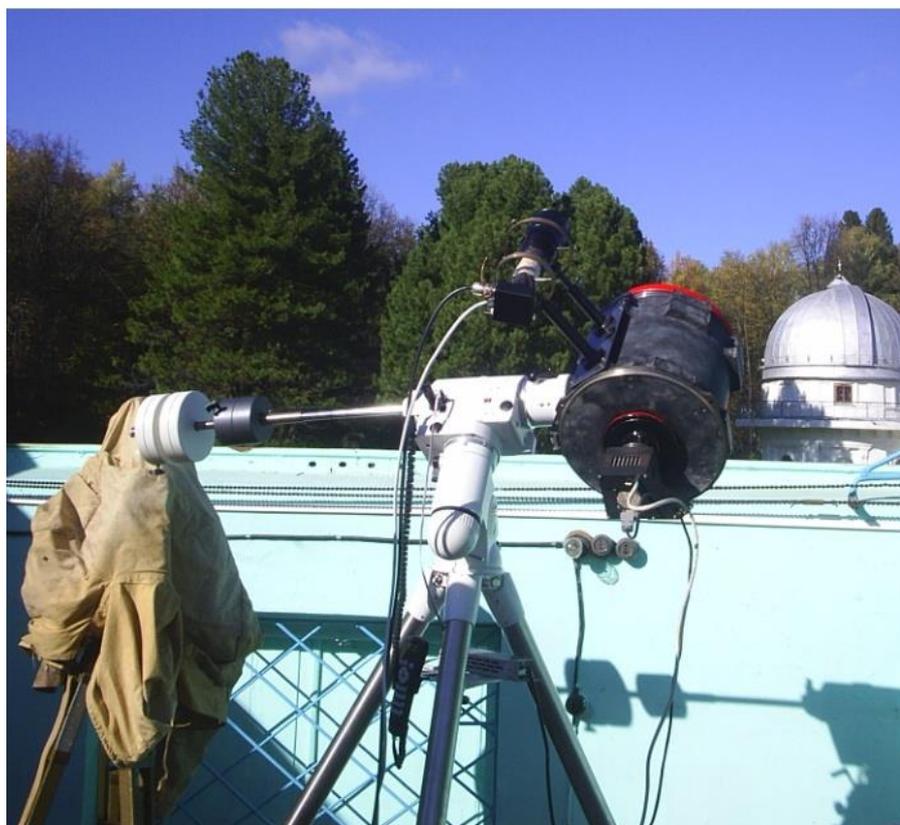
Данные для обработки получены в результате проведения эксперимента на нагревном стенде «Сура» 15 и 17 марта 2010 года.

«Сура» представляет собой стенд для исследования нелинейных процессов, происходящих в ионосфере под действием радиоизлучения большой мощности. Стенд расположен в Нижегородской области на полигоне НИРФИ «Васильсурск» ( $56,15^\circ$  с.ш.,  $46,10^\circ$  в.д.). Основу составляет 144-элементная

фазированная антенная решетка размером  $\sim 300 \times 300$  кв.м. Рабочая полоса частот 4,3-9,5 МГц, а мощность излучения 80-280 МВт.

Воздействие на ионосферу производилось радиоволной мощностью 120 МВт на частоте 4300 кГц. Диаграмма направленности была ориентирована вертикально вверх 15 марта и в направлении магнитного зенита ( $12^\circ$  к югу от вертикали) 17 марта. Режим работы был организован в виде 6-минутных циклов. 15 марта станция работала в режиме: 2 мин. нагрев и 4 мин. пауза. 17 марта режим работы изменялся во время проведения эксперимента: сначала 2 мин. нагрев и 4 мин. пауза, затем 3 мин. нагрев и 3 мин. пауза.

Регистрация изображений производилась с помощью ПЗС камеры S1C/079-FP(FU) с установленным на нем светофильтром на длину волны  $\lambda=630$  нм. Поле зрения объектива камеры равно  $20,6^\circ$ . На рис. 1.16. представлено изображение приемной оптической системы.



**Рис. 1.16.** Астрономический телескоп «Зикар-2Б»

Снимки ночного неба производились каждые 15 с в течение всего времени проведения эксперимента. В результате были получены кадры, каждый из которых после бинирования представляет собой изображение размером 288x288 пикселей. Значение каждого пикселя пропорционально числу фотонов попавших в ячейку ПЗС камеры, соответствующей этому пикселю.

После завершения эксперимента производился ряд снимков с закрытой крышкой объектива ПЗС камеры, для получения так называемых темновых кадров. Вычитание среднего по этим кадрам из тех, что получены в результате эксперимента, уменьшает искажения, связанные с темновым током и шумами считывания ПЗС матрицы.

### **1.13. Фотометрические методы оценки интенсивности свечения**

Для оценки распределения интенсивности излучения ионосферы, модифицированной мощной радиоволной, будем использовать методы поверхностной фотометрии протяженных объектов.

Поверхностная фотометрия занимается измерением распределения яркости по поверхности крупномасштабных космических объектов (галактик, туманностей и т.д.). Такой анализ помимо световых характеристик позволяет так же получить информацию о структуре и геометрических параметрах объектов, их взаимном расположении, удаленности от пункта наблюдения и скорости движения.

Основной фотометрической величиной, характеризующей свечение протяженных объектов, является поверхностная яркость. Поверхностная яркость объекта в направлении наблюдателя определяется как поток излучения, принимаемый детектором, с единичной площадки поверхности, расположенной перпендикулярно лучу зрения, в единице телесного угла. Под потоком

излучения понимается произведение энергии фотонов на их количество, зарегистрированное в единицу времени.

Поверхностная яркость является индивидуальной характеристикой объекта и не зависит от расстояния до него. Как известно, величина телесного угла  $\Omega$  уменьшается при удалении от объекта обратно пропорционально квадрату расстояния  $r$  до него:  $\Omega \sim 1/r$ . Поток излучения  $\Phi$  имеет аналогичную зависимость от расстояния  $r$ :  $\Phi \sim 1/r$ . Таким образом, получаем, что поверхностная яркость объекта является неизменной величиной («теорема о сохранении интенсивности вдоль луча зрения») [21].

Для удобства обозначения числовых характеристик интенсивности свечения (яркости) ночного неба и полярных сияний введена внесистемная единица, которая получила название *Релей* [Рл]. Интенсивность свечения 1 Релей соответствует испусканию  $10^6$  фотонов из столба ионосферы, ось которого параллельна лучу зрения, поперечного сечения  $1 \text{ см}^2$  за 1 секунду:

$$1 \text{ Рл} = 10^6 \frac{\text{ФОТОНОВ}}{\text{СМ}^2 \cdot \text{С}} \quad (1.3)$$

Как видно из формулы (1.3) интенсивность свечения определенной области неба пропорциональна числу испускаемых ею фотонов. Каждая ячейка ПЗС камеры содержит число (в единицах АЦП) пропорциональное числу регистрируемых фотонов, которое, в свою очередь, пропорционально числу фотонов, испускаемых из области пространства, в которую направлен объектив камеры. Таким образом, имеем взаимно однозначное соответствие между значением интенсивности свечения в реляях и числом, записанным в ячейке ПЗС матрицы.

Обозначим через  $\text{ADC}_n$  значение в единицах АЦП, полученное во время стимулированного свечения ионосферы,  $\text{ADC}_\phi$  - значение в единицах АЦП, соответствующее фоновому излучению,  $P_n$  – интенсивность излучения в реляях во время свечения ионосферы,  $P_\phi$  – фоновая интенсивность излучения в реляях.

Тогда величину добавочного излучения ионосферы при накачке можно оценить из следующего соотношения:

$$\frac{P_H}{P_\phi} = \frac{ADC_H}{ADC_\phi} \quad (1.4)$$

Соотношение (1.4) позволяет получить относительное изменение интенсивности свечения по сравнению с фоновым значением. Таким образом, чтобы оценить добавочное свечение необходимо знать лишь выраженную в релях интенсивность свечения фона неба.

## ГЛАВА 2. ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ

### 2.1. Общие сведения о вейвлет-преобразовании

Вейвлет-преобразование - интегральное преобразование, которое представляет собой свертку вейвлет-функции с сигналом. Вейвлет-преобразование переводит сигнал из временного представления в частотно-временное.

Термин «вейвлет» (англ. wavelet) в переводе с английского означает «маленькая (короткая) волна». Вейвлеты - это обобщенное название семейств математических функций определенной формы, которые локализованы как по времени, так и по частоте.

Все базисные функции в вейвлет-преобразовании получаются из одной, так называемой «материнской функции»  $\psi$  путем её сдвига и масштабирования по оси времени:

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (2.1)$$

где  $a$  – параметр масштаба анализирующей функции,  $b$  – параметр сдвига.

Таким образом, вейвлет-преобразование некоторой функции  $F(t)$  может быть записано следующим образом:

$$W(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (2.2)$$

где  $\psi^*$  - функция, комплексно сопряженная к  $\psi$ .

## 2.2. Непрерывное вейвлет-преобразование

Пусть имеется определенная на всей действительной оси  $(-\infty; +\infty)$  функция  $s(t)$ , имеющая конечную энергию (норму) и среднее значение, стремящееся к нулю на  $\pm\infty$ . Тогда непрерывным вейвлет-преобразованием (или вейвлетным образом) функции  $s(t)$  называют функцию двух переменных:

$$C(a,b) = \langle s(t), \psi(a,b,t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \psi(a,b,t) dt \quad (2.3)$$

где  $\psi(a,b,t) = \psi_{a,b}(t)$  – совокупность масштабированных и сдвинутых копий «материнского» (порождающего) вейвлета  $\psi$ , составляющая базис разложения.

В качестве порождающих функций могут быть выбраны самые различные функции в зависимости от типа решаемых задач, но все они должны удовлетворять следующим требованиям:

1. Анализирующая вейвлет-функция должна иметь нулевое среднее значение:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (2.4)$$

2. Все базисные функции должны быть получены из одной основной функции путем масштабирования и сдвига:

$$\psi_{a,b}(t) = \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (2.5)$$

3. Наличие однозначного обратного преобразования, восстанавливающего исходный сигнал:

$$F(t) = \frac{1}{C_\psi a^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} W(a,b) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) da db \quad (2.6)$$

$C_\psi$  – нормирующий коэффициент (аналог коэффициента  $\sqrt{2\pi}$  в обратном преобразовании Фурье):

$$C_\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\psi(\omega)|^2}{\omega} d\omega < \infty \quad (2.7)$$

$\psi(\omega)$  – Фурье-образ функции  $\psi(t)$ .

4. Хорошая локализация функции  $\psi$  во времени и частоте.

Для того чтобы перекрыть анализирующей функцией всю временную ось пространства сигнала применяется операция сдвига (изменение коэффициента  $b$ ):  $\psi(a,t) = \psi(t-b)$ , где значение  $b$  изменяется непрерывно для непрерывного вейвлет-преобразования. Чтобы перекрыть весь частотный диапазон пространства сигнала применяется операция масштабирования (изменение коэффициента  $a$ ):  $\psi(a,t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t}{a}\right)$ , где значение параметра  $a$  так же изменяется непрерывно. Так, изменяя значение переменной  $(t-b)$  можно перемещать вейвлет по всей временной оси, а варьируя значение переменной  $a$ , можем просматривать частотный спектр сигнала.

### 2.3. Дискретное вейвлет-преобразование

Отличие дискретного вейвлет-преобразования в том, что параметры  $a$  и  $b$  принимают дискретные значения и обычно представляют собой функции вида:

$$a = a_0^{-m}, b = ka_0^{-m} \quad (2.8)$$

где  $a_0 > 1$ ,  $m, k$  – множество целых чисел  $(-\infty; +\infty)$ .

Ширина вейвлетов зависит от параметра  $m$ , поэтому, для более эффективного перекрытия временной оси анализируемого сигнала, параметр сдвига так же должен зависеть от  $m$ . Таким образом, получаем, что узкие вейвлеты (малое значение  $m$ , соответствующее высоким частотам) сдвигаются на меньшие расстояния, по сравнению с более широкими (большее значение параметра  $m$ , соответствующее низким частотам).

В общем случае значение параметра масштаба  $a_0$  может принимать любые значения, превышающие единицу, однако на практике в основном это значение принимается равным 2. В таком случае вейвлет-преобразование называется диадным. Для него разработаны алгоритмы быстрого преобразования, аналогичные быстрому преобразованию Фурье, позволяющие достаточно сильно повысить быстродействие.

Базисные функции в случае дискретного вейвлет-преобразования выглядят следующим образом:

$$\psi_{m,k}(t) = a_0^{-\frac{m}{2}} \psi(a_0^{-m}t - k) \quad (2.9)$$

а вейвлет-коэффициенты для непрерывных сигналов  $s(t)$ :

$$C_{m,k} = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \psi_{m,k}(t) dt \quad (2.10)$$

Восстановить исходный сигнал после  $s(t)$  можно используя обратное дискретное вейвлет-преобразование:

$$s(t) = \frac{1}{C_\psi} \sum_{-\infty}^{+\infty} \sum_{-\infty}^{+\infty} C_{m,k} \psi_{m,k}(t) \quad (2.11)$$

## 2.4. Преимущества вейвлет-преобразования над Фурье-преобразованием

Одним из наиболее часто используемых методов при обработке сигналов является преобразование Фурье. Однако часто результат, получаемый с использованием такого типа преобразования, бывает не достаточно информативным или не отражает всех особенностей исследуемого сигнала. Такие недостатки Фурье преобразования привели к появлению оконного преобразования Фурье, а так же стимулировали развитие вейвлет-преобразования.

Рассмотрим основные недостатки Фурье преобразования:

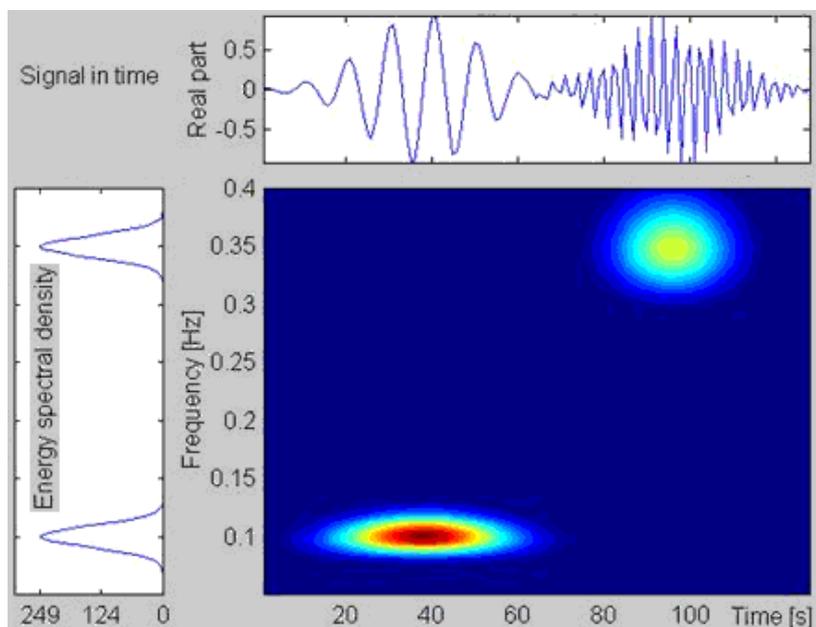
1. Гармонический анализ с использованием Фурье преобразования не позволяет детектировать такие особенности сигнала как резкие скачки, пики и разрывы. Известно, что между длительностью сигнала и шириной спектра имеется соотношение неопределенности (чем короче сигнал во временной области, тем шире его спектр в частотной области). Таким образом, например, при анализе сигнала содержащего резкий пик малой длительности спектр в частотной области, соответствующий пиковому значению анализируемого сигнала, будет «размазываться» по всей частотной оси. Такое «размытие» сделает невозможным обнаружение данного скачка в сигнале, а это, в свою очередь, приводит к потере части информации и может являться неприемлемым в определенном роде задач.

2. При обратном преобразовании Фурье использование гармонических базисных функций не позволяет корректно отображать сигналы с бесконечной крутизной (прямоугольные импульсы), так как для этого необходимо учитывать все члены ряда в разложении. При ограничении числа членов в окрестности разрывов и скачков возникают гармонические колебания (явление Гиббса), что приводит к некорректному восстановлению сигнала.

3. Преобразование Фурье дает представление о спектральном составе сигнала в глобальном представлении и не позволяет пронаблюдать локальные изменения. Мы имеем возможность узнать лишь о том, какие частоты присутствовали в сигнале в течение всего времени наблюдения, но ничего не можем сказать о том, в какие моменты времени эти частоты появились и как долго присутствовали в сигнале.

Вейвлет-преобразование лишено описанных выше недостатков, что делает их применение более приоритетным для определенного рода задач. Рассмотрим основные достоинства и недостатки вейвлет-преобразования:

- Основным преимуществом вейвлет-преобразования является то, что базисные функции здесь хорошо локализованы как по времени, так и по частоте. Это позволяет получить информацию о сигнале не только в частотной области (как это было для Фурье преобразования), но так же и определить его временные характеристики (рис. 2.1.).



**Рис. 2.1.** Фурье преобразование (слева) и вейвлет-преобразование (справа) модулированного входного сигнала (сверху)

- Количество базисных функций не ограничено. Это обстоятельство дает возможность в зависимости от конкретной задачи использовать в качестве базисной ту или иную функцию.

- При использовании методов обработки с поддержкой мультиразрешения можно обрабатывать только те вейвлет-плоскости, которые представляют интерес при решении вполне определенной задачи.

- Основным недостатком вейвлет-преобразования по отношению к Фурье-преобразованию является его сложность, однако при современном развитии вычислительной техники этот недостаток не является существенным.

- Еще одним недостатком является то, что нет универсального алгоритма, позволяющего определить какую именно вейвлет-функцию выбрать для анализа в определенной ситуации. Здесь все определяется интуицией и опытом работы с вейвлет-преобразованиями.

## **2.5. Цифровые фильтры изображений**

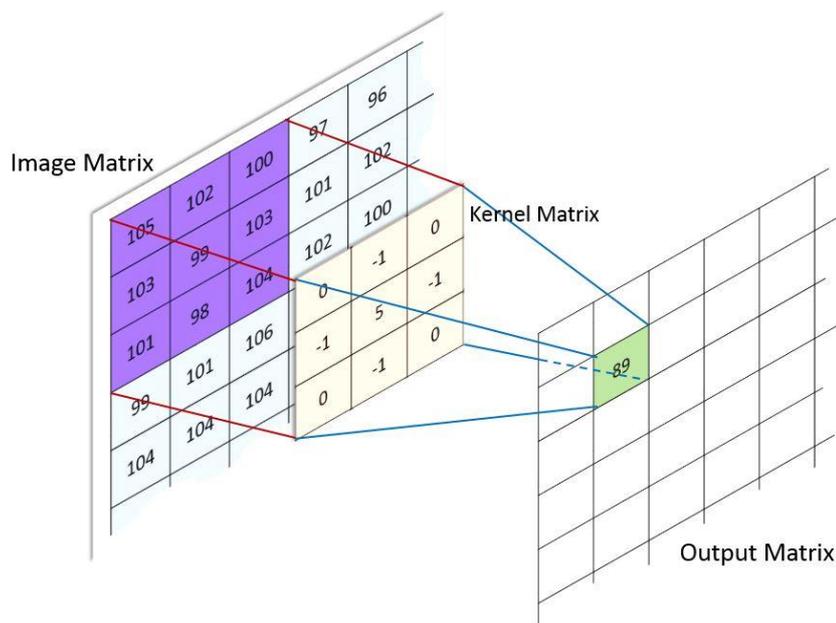
Цифровые фильтры широко используются в настоящее время для обработки разного рода информации. Это может быть аудиозапись (1D), изображение (2D) или видео (3D). Рассмотрим основные принципы обработки изображений с помощью фильтров.

Как правило, процесс фильтрации представляет собой операцию свертки исходного изображения с заранее заданной матрицей. Эта матрица называется матрицей свертки или ядром фильтра. Обычно в качестве ядра выбирается квадратная матрица размера  $[(2r + 1) \times (2r + 1)]$  не превышающая по высоте и ширине размер фильтруемого изображения. В данном случае  $r$  – это положительное целое число, называемое радиусом фильтра.

Результатом свертки фильтра является изображение того же размера что и исходное. Интенсивность каждого из пикселей отфильтрованного изображения зависит от интенсивности соответствующего пикселя

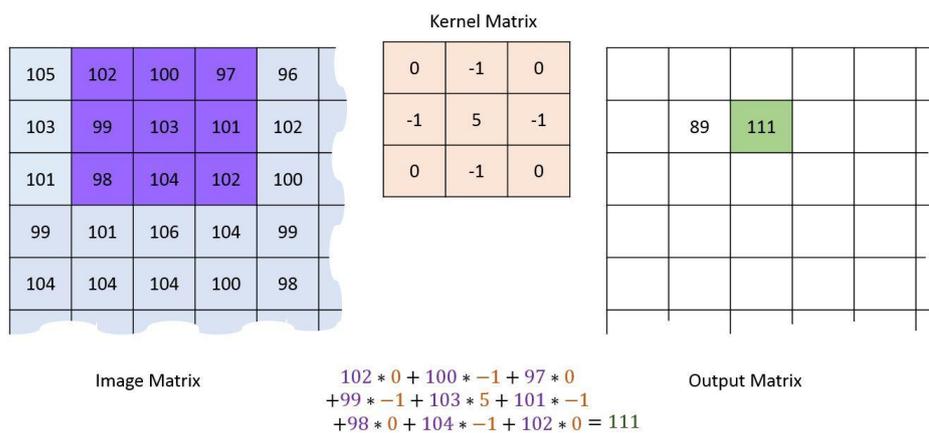
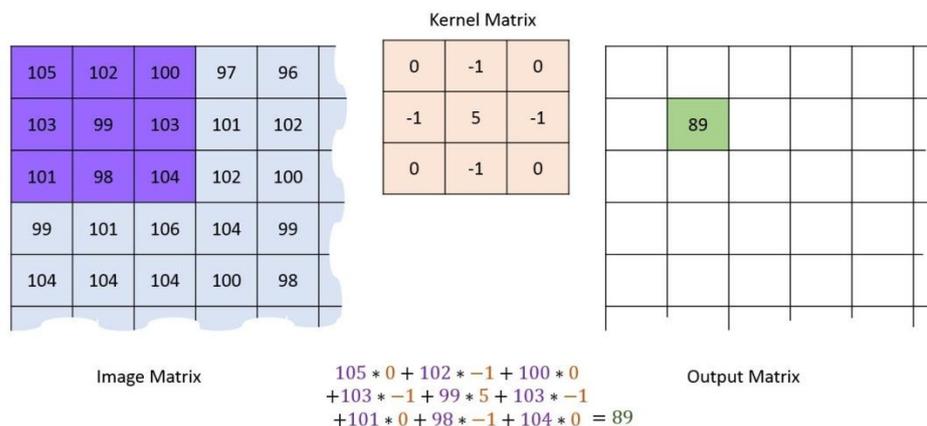
(находящегося в точке с теми же координатами) исходного изображения и его ближайшего окружения, определяемого радиусом фильтра.

На рис. 2.2. показано как происходит операция свертки ядра фильтра с исходным изображением и запись полученного результата.



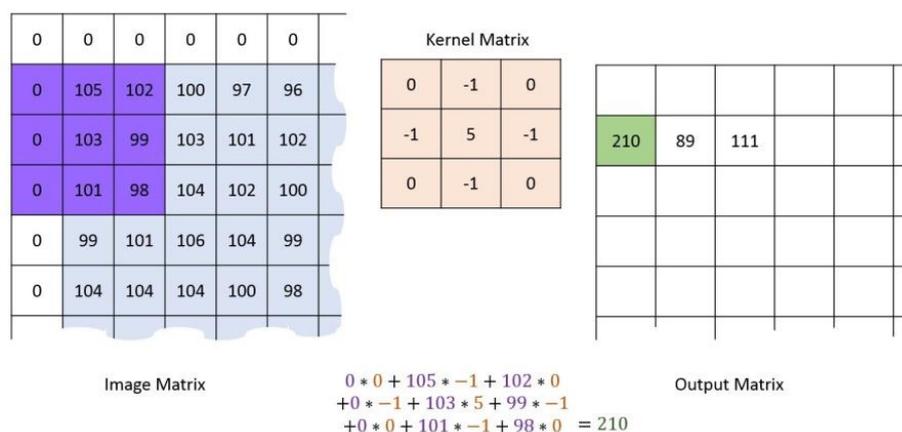
**Рис. 2.2.** Результат действия фильтра на изображение [9]

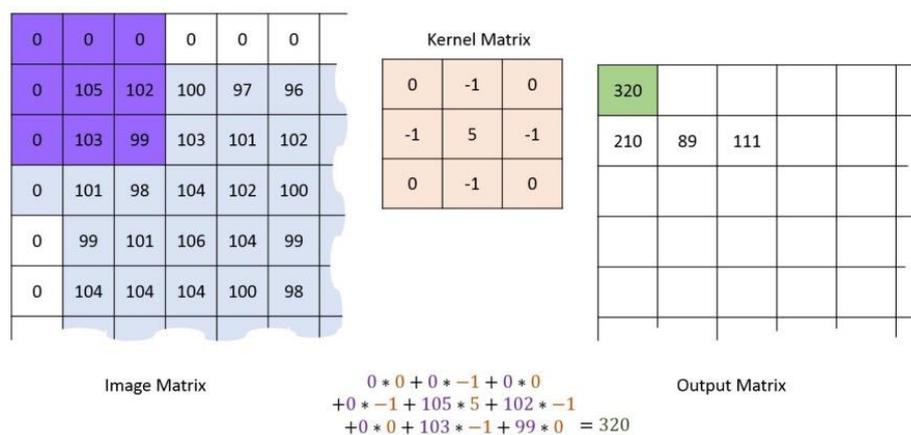
На рис. 2.2. наглядно показано как происходит вычисление значений пикселей в отфильтрованном изображении. Его расположение соответствует положению центрального элемента ядра фильтра после «наложения» на исходное изображение. А значение вычисляется как сумма соответствующих произведений значений пикселей. Важно заметить, что сумма элементов ядра фильтра должна быть равна единице. Это условие необходимо для того, чтобы сохранить среднюю яркость изображения. Если же сумма коэффициентов ядра не равна единице, то значение, полученное для интенсивности пикселя после операции свертки, необходимо поделить на сумму всех коэффициентов матрицы свертки.



**Рис. 2.3.** Расчет значений интенсивностей пикселей отфильтрованного изображения [9]

Для крайних пикселей изображения получается такая ситуация, что матрица свертки выходит за пределы изображения, так что для вычисления граничных значений выходной матрицы не существует некоторых элементов входной матрицы (рис. 2.4.).





**Рис. 2.4.** Расчет значений граничных пикселей [9]

Есть два основных выхода из данной ситуации.

Первый способ состоит в том, чтобы не проводить операцию свертки для граничных значений матрицы. В таком случае размер выходной матрицы по высоте и ширине будет уменьшен на  $2r$  пикселей. При больших значениях радиуса фильтра это может быть не очень удобно и приводить к потере информации.

Второй способ предполагает заполнение недостающих элементов исходной матрицы различными способами (зеркальное отображение краевых пикселей, продолжение в виде периодической структуры и т.д.). Тогда выходная матрица будет иметь ту же размерность что и входная. Однако этот способ так же имеет свои недостатки, как например, искажение изображения на краях в результате добавления новых значений интенсивностей пикселей, которых нет в исходном изображении.

## 2.6. Методы с мультиразрешением

Для обработки двумерных данных (изображений) часто применяются методы с мультиразрешением.

Как правило, структуры в изображении, которые мы хотим идентифицировать, имеют заранее неизвестные размеры. Следовательно, невозможно априорно определить оптимальное разрешение для анализа изображения. В таком случае исходное изображение преобразуется таким образом, что в результате получается ряд изображений, каждое из которых содержит детали, соответствующие определенному диапазону пространственных частот. Эти изображения называются вейвлет-плоскостями или уровнями разрешения. Преимущественным здесь является то, что при таком методе анализа каждая вейвлет-плоскость может быть обработана отдельно, т.е. мы получаем возможность рассматривать только те масштабные уровни, которые представляют интерес в зависимости от особенностей решаемых задач.

В настоящее время разработано несколько алгоритмов, использующих методы обработки с поддержкой мультиразрешения. Одним из таких методов является алгоритм «a'trous», который был выбран для реализации программы по обработке изображений в данной работе.

## 2.7. Алгоритм «a' trous»

Основной идеей алгоритма является последовательное пропускание исходного сигнала через систему фильтров. Каждый последующий фильтр получается из исходного путем добавления вполне определенного количества нулей («дырок») между коэффициентами фильтра. Отсюда и такое название («*algorithme a' trous*» с французского переводится как «*алгоритм с дырками*»).

Обозначим исходный дискретный сигнал как  $\{c_0(k)\}$ , где  $k$  – это номер отсчета или пикселя. Представим эту выборку как разложение некоторой исходной непрерывной функции  $f(x)$  по базису  $\varphi(x)$ :

$$c_0(k) = \langle f(x), \varphi(x - k) \rangle \quad (2.12)$$

где  $c_0$  – фактически некая дискретная аппроксимация непрерывной функции  $f(x)$  в базисе  $\varphi(x)$ .

Функция  $\varphi(x)$  выбирается такой, чтобы для диадного разложения она удовлетворяла так называемому уравнению дилляции (растяжения):

$$\frac{1}{2}\varphi\left(\frac{x}{2}\right) = \sum_n h(n)\varphi(x - n) \quad (2.13)$$

С помощью этого уравнения мы «растягивая» базисы с разрешением  $a = 2^j$ , фактически можем получать аппроксимации функции  $f(x)$  с масштабом, уменьшающимся пропорционально  $a$  [12].

Тогда исходный сигнал  $f(x)$  для уровня с разрешением  $a = 2^j$  может быть представлен в виде:

$$c_j(k) = \langle f(x), \frac{1}{2^j} \varphi\left(\frac{x-k}{2^j}\right) \rangle \quad (2.14)$$

а для уровня с разрешением  $a = 2^{j+1}$ :

$$c_{j+1}(k) = \langle f(x), \frac{1}{2^{j+1}} \varphi\left(\frac{x-k}{2^{j+1}}\right) \rangle \quad (2.15)$$

Используя (2.13-2.15) получаем рекурсивное соотношение [14]:

$$c_{j+1}(k) = \sum_n h(n)c_j(k + 2^j n) \quad (2.16)$$

Поэлементная разность двух последовательных аппроксимаций сигнала обозначается как  $w_j$  и вычисляется следующим образом [12]:

$$w_j(k) = c_{j-1}(k) - c_j(k) \quad (2.17)$$

Если количество уровней разложения выбрано и равно  $p$ , то выражения  $\{w_1, w_2, \dots, w_p\}$  называются вейвлет-плоскостями, а исходный сигнал  $c_0(k)$  запишется в виде:

$$c_0(k) = c_p + \sum_{j=1}^p w_j(k) \quad (2.18)$$

где  $c_p$  – результат последней аппроксимации на уровне с разрешением  $p$ .

Представленный выше алгоритм описан для общего случая. Рассмотрим теперь последовательность действий, которые необходимо выполнить для анализа изображения и получения результата.

1) В качестве исходных данных используется растровое изображение, представляющее собой двумерный массив данных (двумерная матрица). Обозначим его  $c_0(x,y)$ , т.е.  $j = 0$ .

2)  $h(n)$  в данном случае – это квадратная матрица  $h_0(n,n)$  с определенным, заранее заданным распределением элементов. Более подробно ее структуры будет описана в следующей главе.

3) Для вычисления первого уровня разрешения  $c_1(x,y)$  производим двумерную свертку входного изображения  $c_0(x,y)$  с фильтром  $h_0(n,n)$ .

4) Каждый последующий  $j$ -ый уровень разрешения  $c_j(x,y)$  вычисляется как свертка предыдущего уровня  $c_{j-1}(x,y)$  с матрицей, полученной из  $h_0(n,n)$  путем добавления между каждыми элементами (в строках и столбцах)  $(2^{j-1}-1)$  нулей, так что расстояние между соседними ненулевыми элементами равно  $2^{j-1}$ .

5) Вейвлет-плоскость с номером  $j$  вычисляется как разность  $c_j(x,y) - c_{j-1}(x,y)$ .

б) Исходный сигнал обратно может быть получен сложением всех вейвлет-плоскостей, число которых обозначим равным  $p$ , с последним уровнем разрешения в разложении:

$$c_0(x,y) = c_p(x,y) + \sum_{j=1}^p w_j(x,y) \quad (2.19)$$

Перечислим основные причины, по которым для обработки изображений был выбран данный алгоритм.

- 1) Не высокие требования к вычислительной технике.
- 2) Относительно не сложная программная реализация.
- 3) Не требуется большой объем памяти.
- 4) Способ восстановления исходного сигнала достаточно прост.
- 5) Имеется возможность отследить значения для каждого пикселя на любом уровне разложения, что позволяет легко находить и устранять ошибки.

## ГЛАВА 3. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

### 3.1. Обработка изображений методом вейвлет-преобразования

Для выделения искусственного оптического свечения производилась обработка снимков с использованием вейвлет-преобразования в программе Matlab.

В результате проведения экспериментов на стенде «Сура» в качестве двумерных данных были получены снимки ночного неба. Каждый снимок представляет собой изображение размером 288x288 пикселей, где значение каждого пикселя в единицах АЦП ПЗС-матрицы пропорционально количеству фотонов, попавших в ячейку, соответствующую данному пикселю.

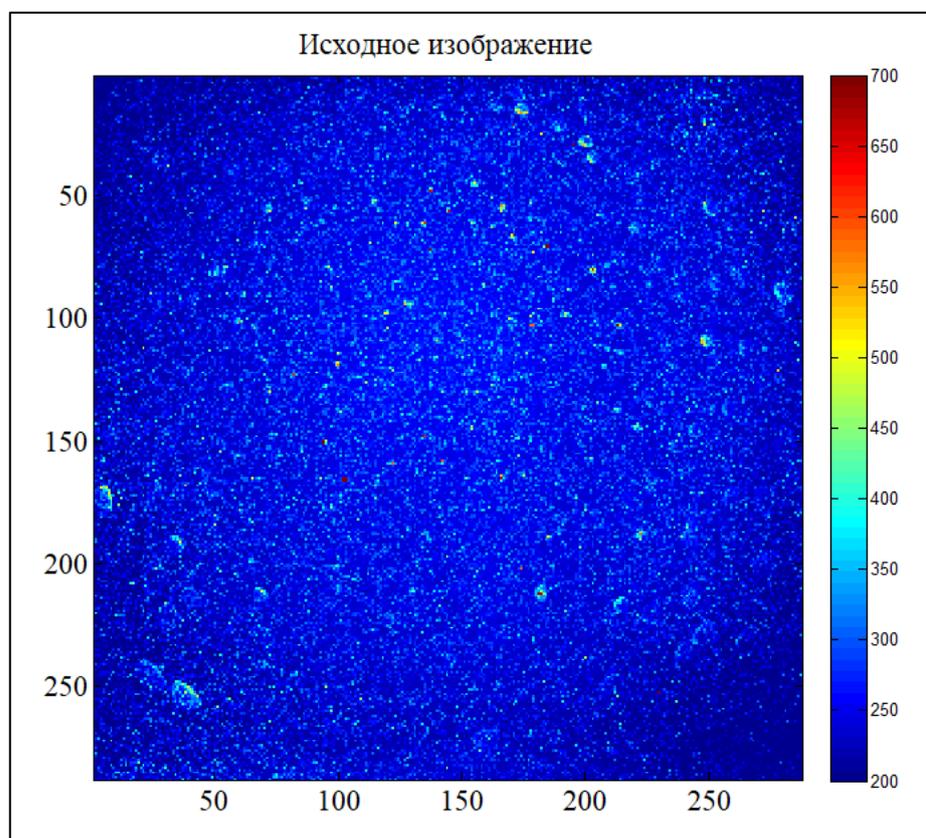
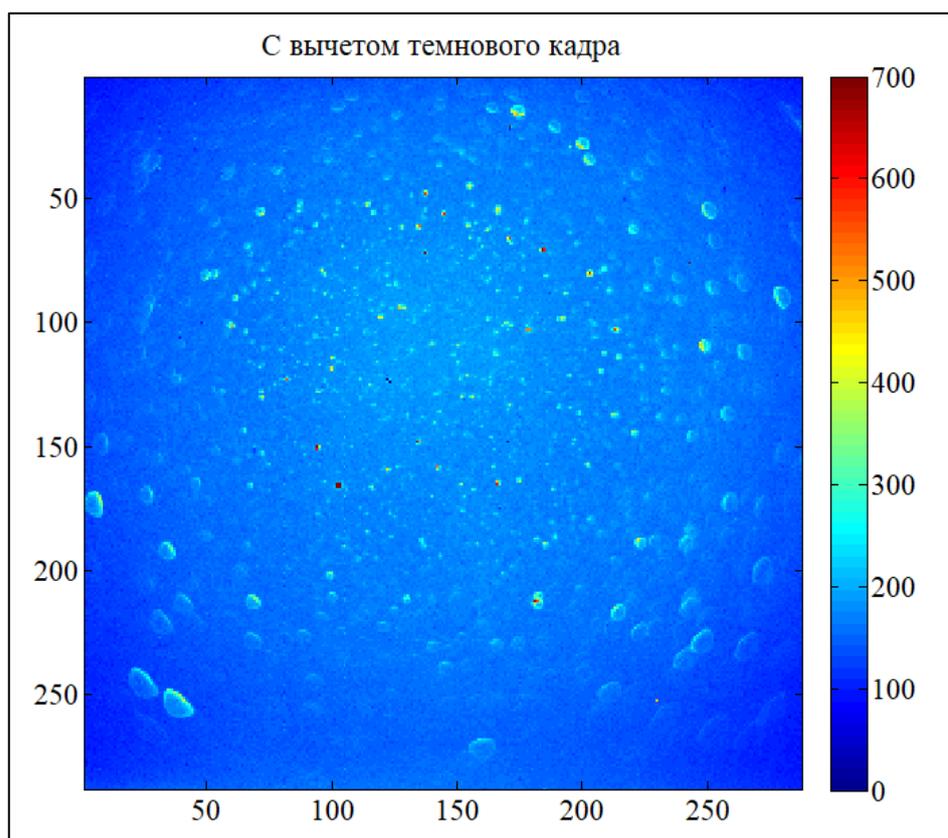


Рис. 3.1. Исходное изображение

Одним из обязательных этапов обработки является вычитание из исходного изображения усредненного темнового кадра. Это позволяет уменьшить искажения, связанные с темновым током и шумами считывания ПЗС-матрицы. На рис. 3.2. представлено исходное изображение после вычета из него темнового кадра именуемое в последующем входным изображением.

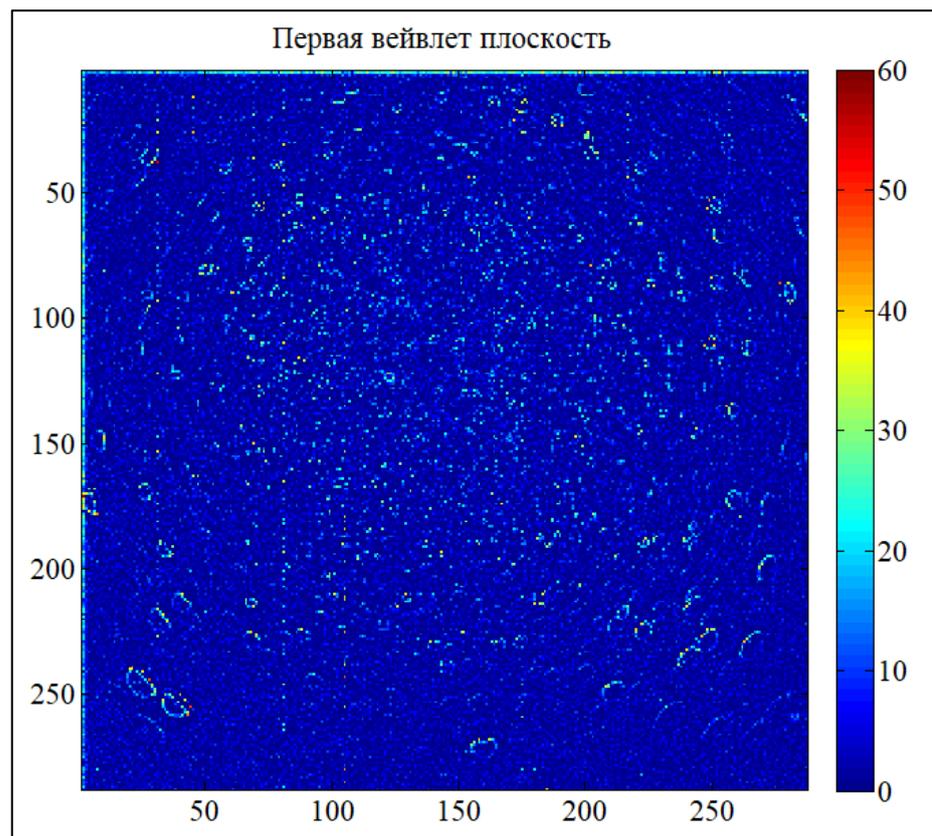


**Рис. 3.2.** Исходное изображение с вычетом темнового кадра

Далее была произведена обработка входного изображения с помощью алгоритма *a'trous* вейвлет-преобразования, описанного во второй главе. В качестве фильтра, с которым будет производиться свертка входного изображения, используется матрица  $H$  размером  $5 \times 5$ :

$$H = \begin{pmatrix} \frac{1}{256} & \frac{1}{64} & \frac{3}{128} & \frac{1}{64} & \frac{1}{256} \\ \frac{1}{64} & \frac{1}{16} & \frac{3}{32} & \frac{1}{16} & \frac{1}{64} \\ \frac{3}{128} & \frac{3}{32} & \frac{9}{64} & \frac{3}{32} & \frac{3}{128} \\ \frac{1}{64} & \frac{1}{16} & \frac{3}{32} & \frac{1}{16} & \frac{1}{64} \\ \frac{1}{256} & \frac{1}{64} & \frac{3}{128} & \frac{1}{64} & \frac{1}{256} \end{pmatrix}$$

На первом этапе обработки алгоритмом *a'trous* производится свертка матрицы  $H$  с входным изображением. Результатом этой свертки является новое изображение, обозначим его  $p_1$ , такого же размера что и входное. Далее вычитая из входного изображения результат свертки  $p_1$ , получаем новое изображение, называемое первой вейвлет-плоскостью.



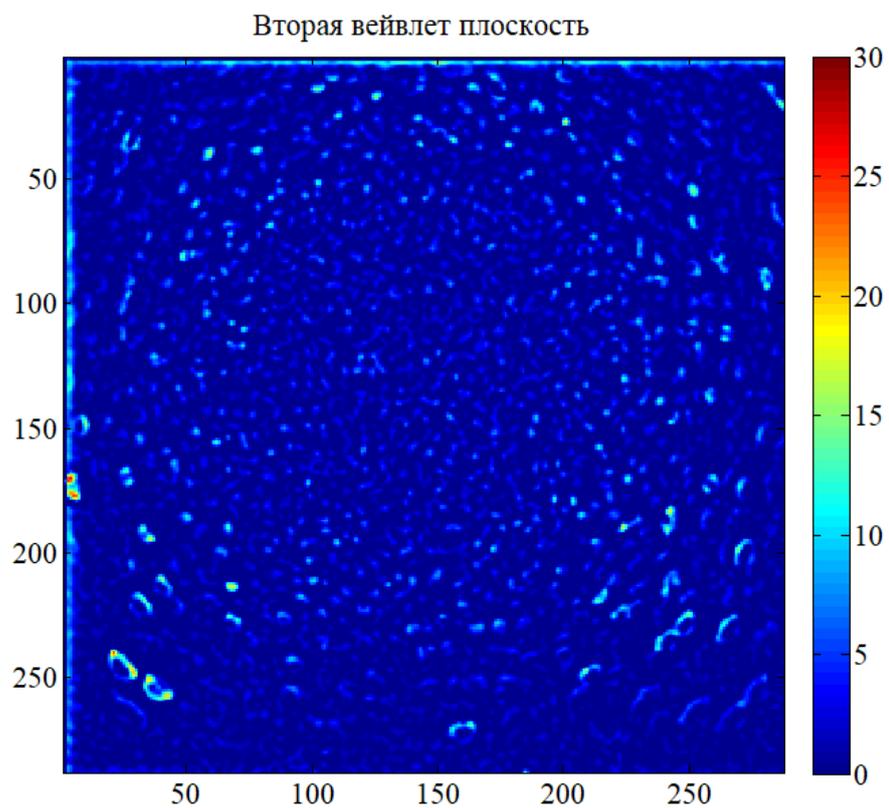
**Рис. 3.3.** Первая вейвлет-плоскость

Для получения второй вейвлет-плоскости необходимо преобразовать матрицу  $H$ , сдвинув каждый из её элементов друг относительно друга на  $2^{j-1}$

позиций, где  $j$  соответствует номеру вейвлет-плоскости. Это осуществляется путем добавления между каждым из её элементов  $(2^{j-1}-1)$  нулей. В нашем случае  $j=2$ , поэтому добавляется по одному нулю, и матрица  $H$  будет выглядеть следующим образом:

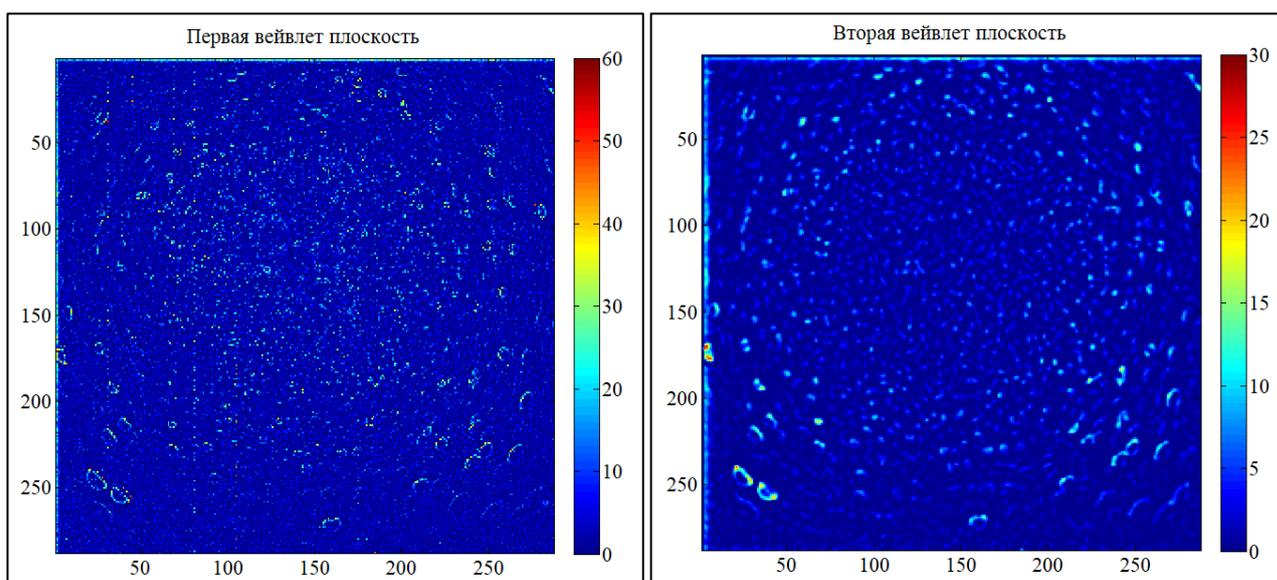
$$H = \begin{pmatrix} \frac{1}{256} & 0 & \frac{1}{64} & 0 & \frac{3}{128} & 0 & \frac{1}{64} & 0 & \frac{1}{256} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{64} & 0 & \frac{1}{16} & 0 & \frac{3}{32} & 0 & \frac{1}{16} & 0 & \frac{1}{64} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{3}{128} & 0 & \frac{3}{32} & 0 & \frac{9}{64} & 0 & \frac{3}{32} & 0 & \frac{3}{128} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{64} & 0 & \frac{1}{16} & 0 & \frac{3}{32} & 0 & \frac{1}{16} & 0 & \frac{1}{64} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{256} & 0 & \frac{1}{64} & 0 & \frac{3}{128} & 0 & \frac{1}{64} & 0 & \frac{1}{256} \end{pmatrix}$$

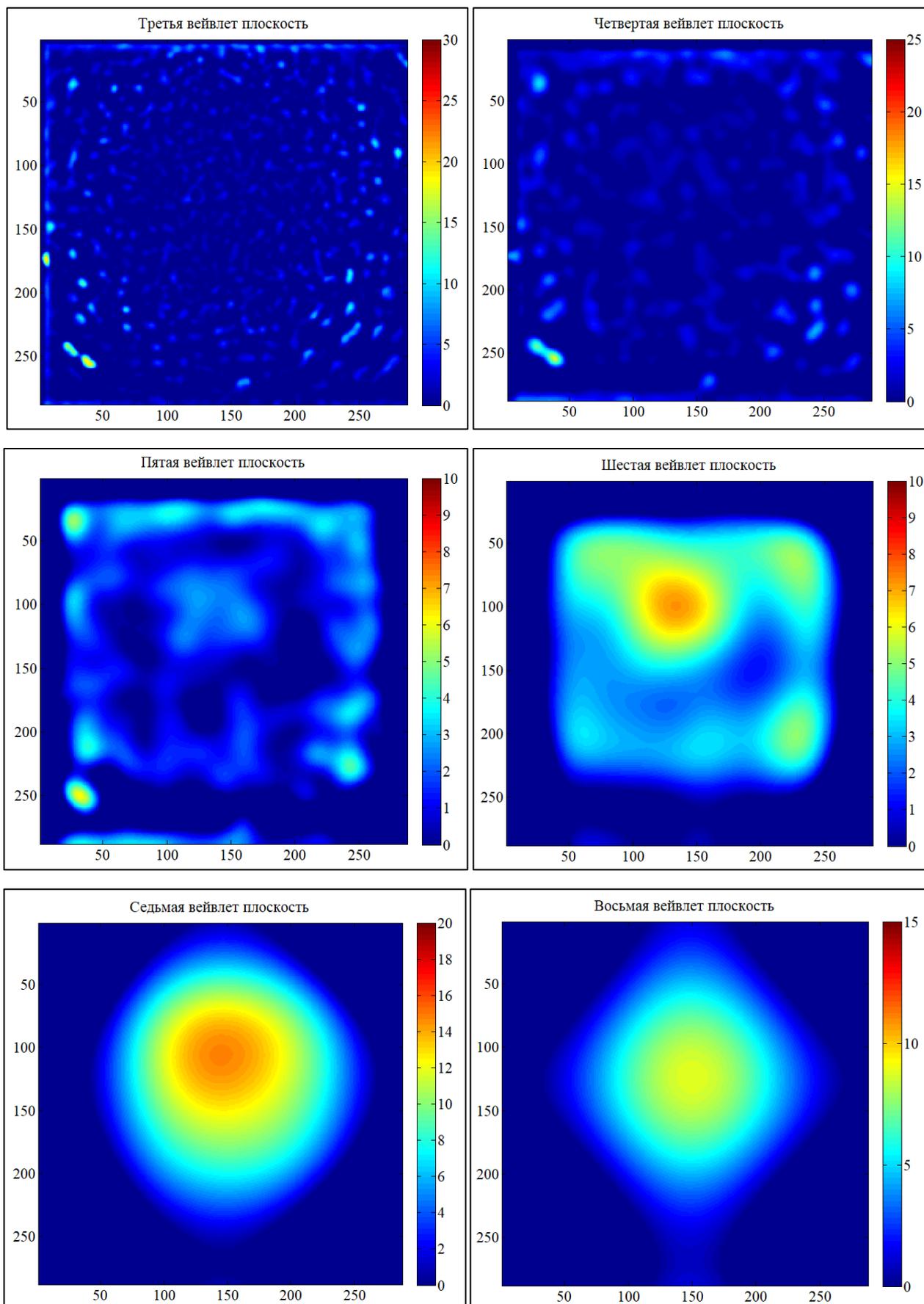
Далее производится свертка преобразованной матрицы  $H$  с результатом свертки, полученным на предыдущем этапе  $p_1$ . В результате получаем новое изображение, которое обозначим  $p_2$ . Вторая вейвлет-плоскость вычисляется как разность сверток, полученных на предыдущем и рассматриваемом этапе, т.е.  $p_1 - p_2$ :

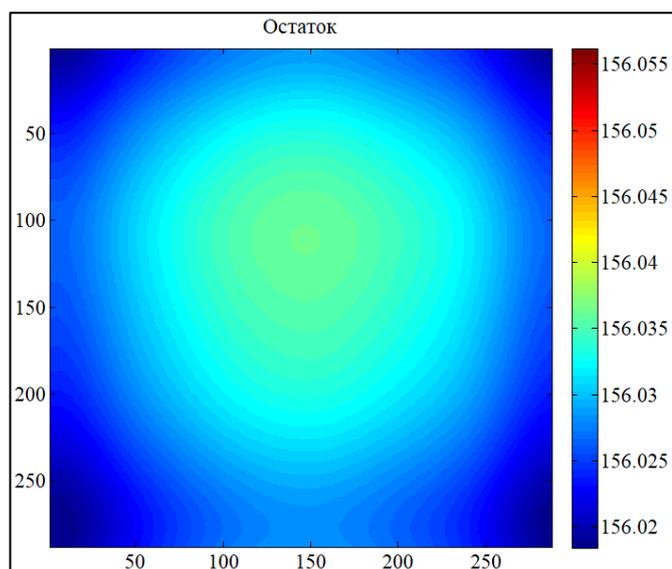


**Рис. 3.4.** Вторая вейвлет-плоскость

Аналогичным образом можно получить необходимое количество вейвлет-плоскостей. В данной работе производилось разложение входного изображения на 8 вейвлет-плоскостей:



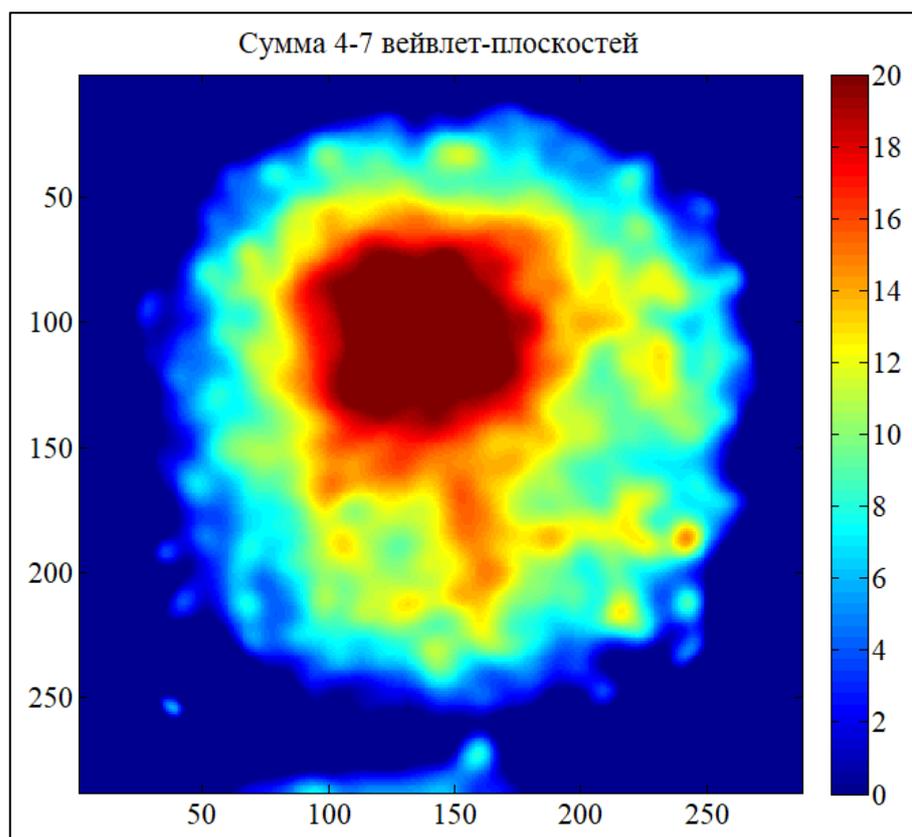




**Рис. 3.5.** Вейвлет-плоскости и остаток

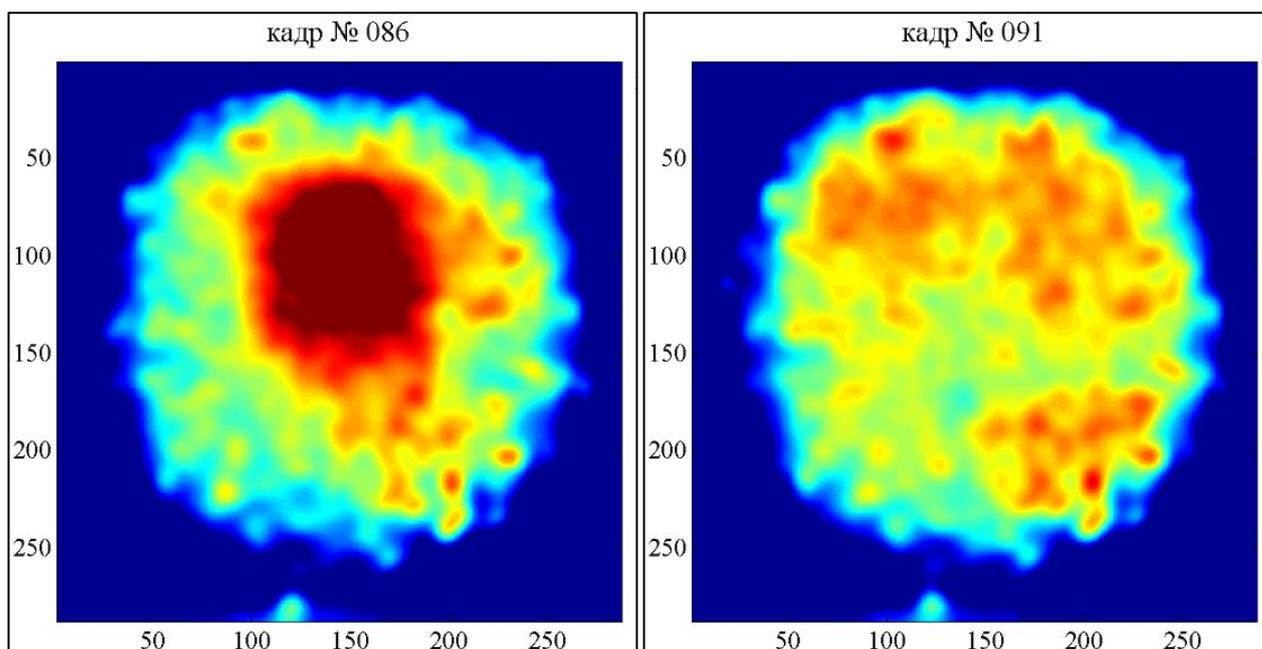
Каждая вейвлет-плоскость обладает своей разрешающей способностью, т.е. выделяет неоднородности изображения соответствующие определенному уровню разрешения. Чем выше уровень разрешения (чем больше  $j$ , а, следовательно, и размер матрицы  $N$ ), тем более крупномасштабные области выделяются.

Для получения наилучшего визуального изображения области оптического свечения производилось суммирование 4-7 вейвлет-плоскостей. Результат суммирования представлен на рис. 3.6.



**Рис. 3.6.** Сумма 4-7 вейвлет-плоскостей

Для примера на рис. 3.7. представлено изображение, полученное в моменты времени, когда свечение ионосферы присутствует (кадр № 086) и когда свечение отсутствует (кадр № 091).



**Рис. 3.7.** Результат обработки кадров при наличии (кадр № 086) и отсутствии (кадр № 091) свечения

Обработав описанным выше способом каждый кадр, полученный в результате экспериментов на стенде «Сура», можно пронаблюдать динамику изменения интенсивности искусственного свечения ионосферы в области нагрева.

Таким образом, вейвлет-преобразование дает достаточно хороший результат и может успешно использоваться в качестве инструмента обработки двумерных данных.

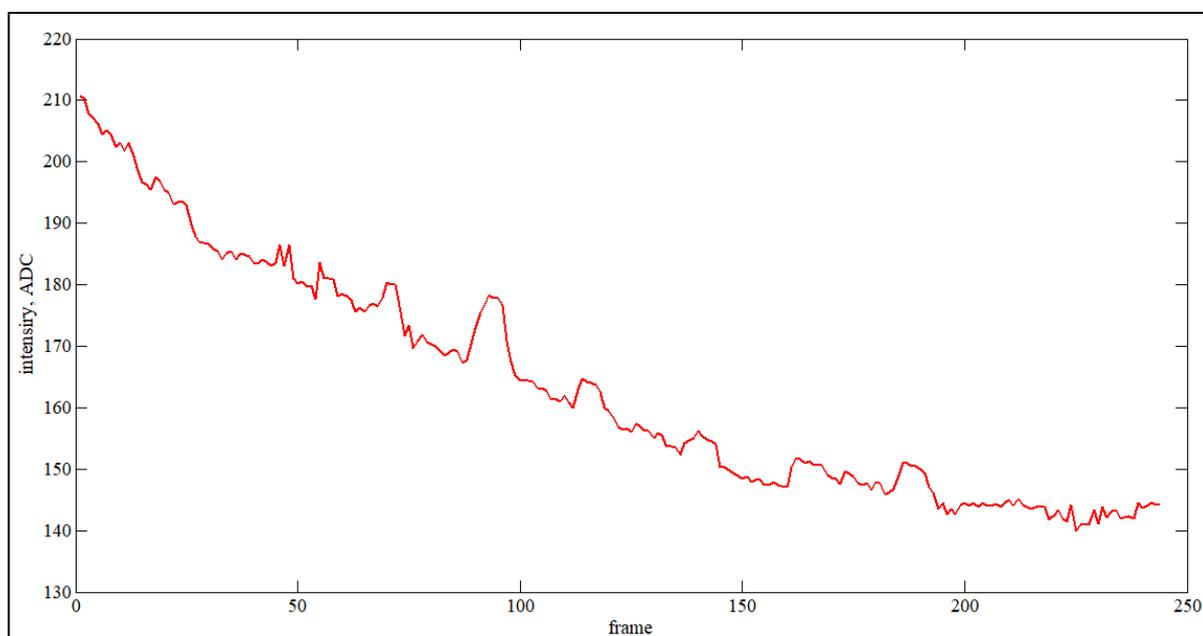
### **3.2. Численные оценки увеличения интенсивности стимулированного свечения ионосферы**

Для получения численных оценок увеличения интенсивности стимулированного свечения ионосферы в оптическом диапазоне длин волн, способом, описанным в пункте 3.1., были обработаны снимки ионосферы за 15

и 17 марта 2010 года. Рассмотрим подробнее последовательность действий на примере данных за 15 марта 2010 года.

За экспериментальный день 15 марта 2010 года было получено 244 кадра размером 288x288 пикселей. Каждый кадр был обработан описанным в пункте 3.1. алгоритмом вейвлет-преобразования. Далее для каждого кадра был произведен поиск пикселя с максимальной интенсивностью в квадратной области, отстоящей от краев на 50 пикселей. Ограничение области поиска производится потому-что, вследствие работы алгоритма, возможно появление пикселей большой интенсивности на краях изображения. Таким образом, пиксель с максимальной интенсивностью будет найден вблизи области нагрева и появления пятна.

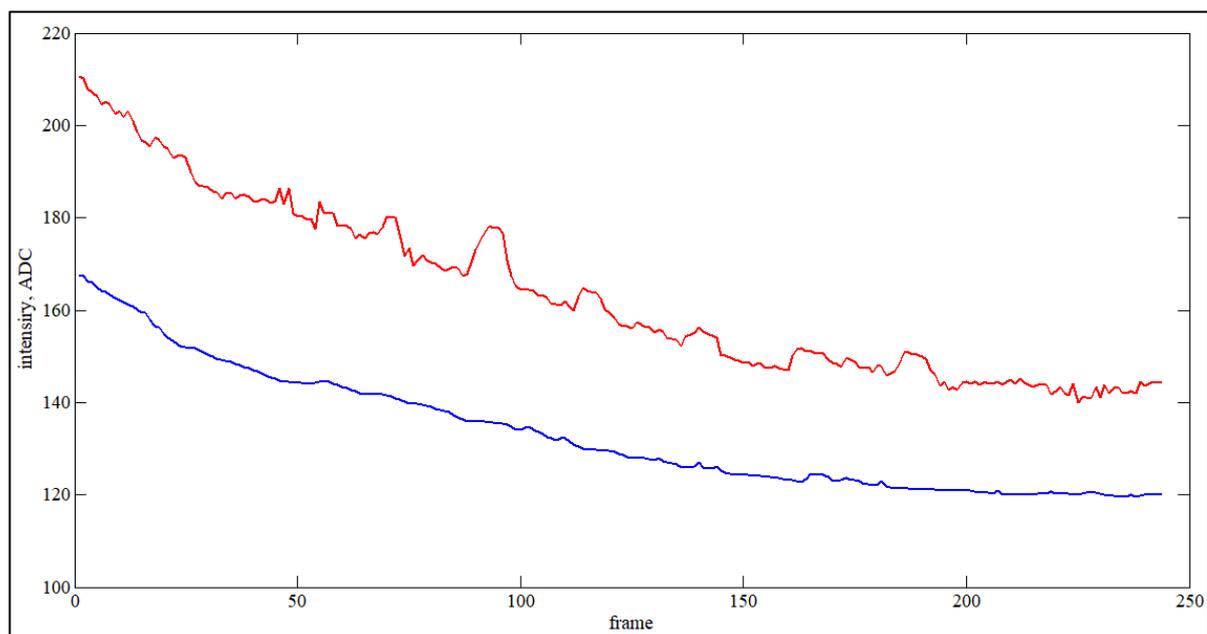
Следующим шагом является суммирование и усреднение значения пикселей вокруг самого интенсивного по площадке размером 25x25 пикселей, т.е. вычисление средней интенсивности в единицах АЦП в области нагрева и свечения. Результат такого суммирования представлен на рис. 3.8.



**Рис. 3.8.** Зависимость интенсивности в единицах АЦП области вокруг пикселя с максимальной интенсивностью от номера кадра

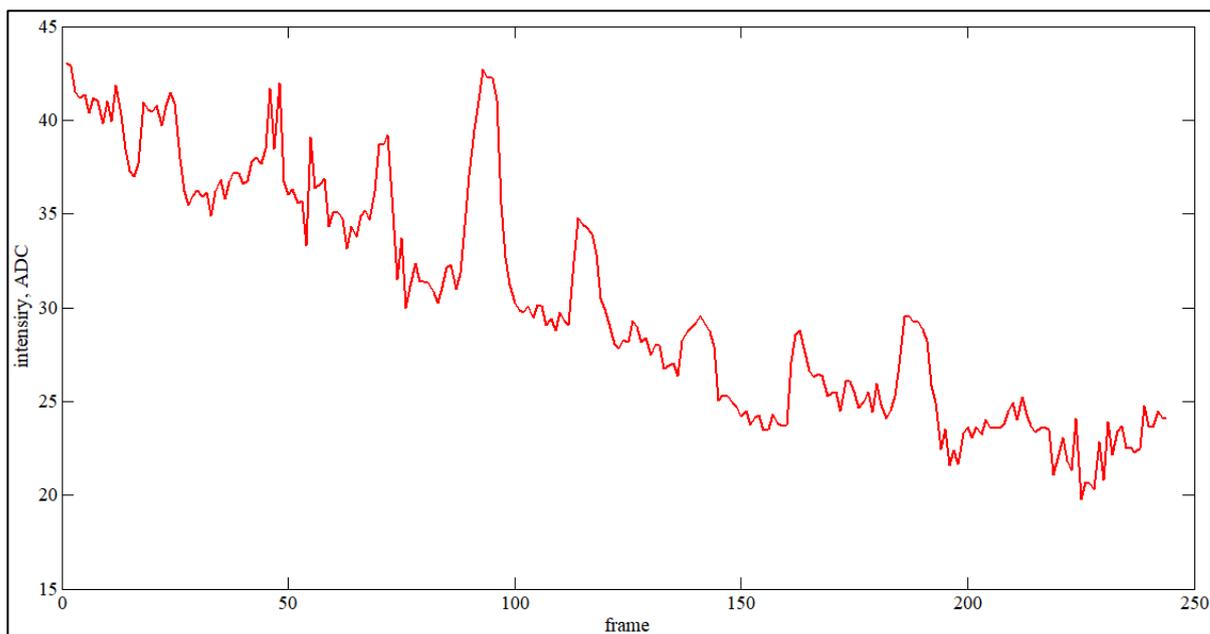
Из рис. 3.8. видно, что средняя интенсивность падает. Это связано с тем, что съемка производилась в вечернее время и интенсивность свечения ионосферы уменьшалась в результате захода солнца.

Для того чтобы убрать тренд, связанный с заходом солнца, вычислялось фоновое значение интенсивности для каждого кадра путем суммирования и усреднения пикселей по рамке шириной 20 пикселей по краю изображения. Это фоновое значение представлено на рис. 3.9. синим цветом.



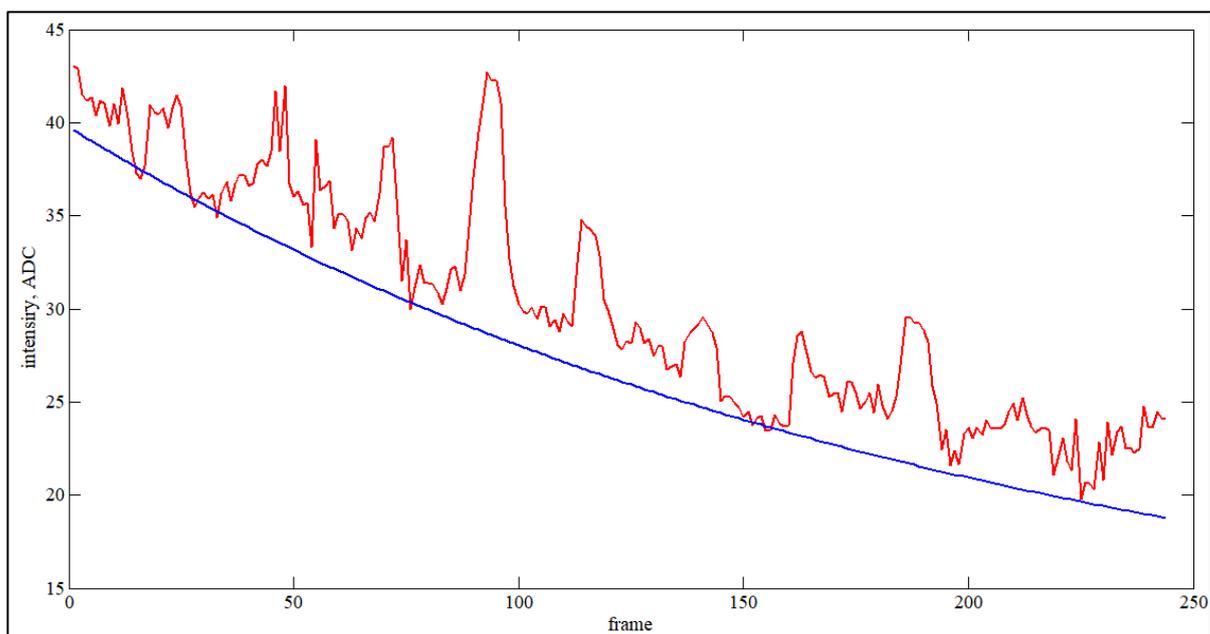
**Рис. 3.9.** Зависимость интенсивности в единицах АЦП области вокруг пикселя с максимальной интенсивностью (красная линия) и интенсивности фона в единицах АЦП (синяя линия) от номера кадра

После вычитания фоновой интенсивности получается следующая зависимость:



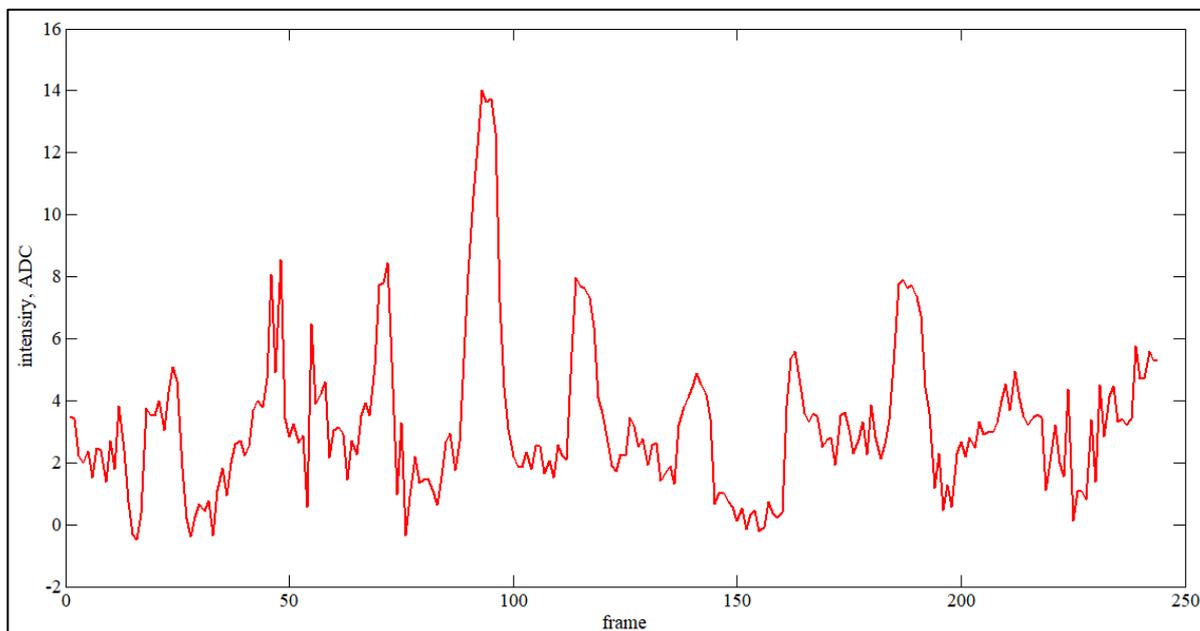
**Рис. 3.10.** Зависимость интенсивности в единицах АЦП области вокруг пикселя с максимальной интенсивностью от номера кадра после вычета фона

Как видно из рис. 3.10. полностью убрать изменение интенсивности, связанное с заходом солнца, не удалось, поэтому производилась аппроксимация данного графика экспоненциальной зависимостью.



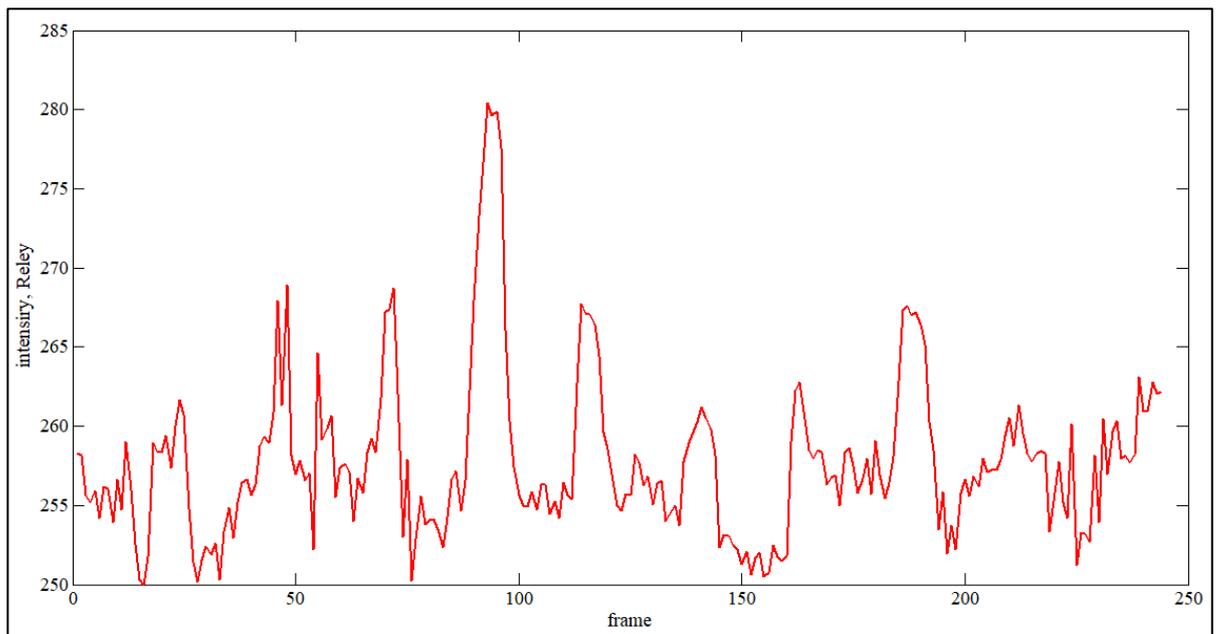
**Рис. 3.11.** Зависимость интенсивности в единицах АЦП области вокруг пикселя с максимальной интенсивностью (красная линия) и аппроксимирующая экспонента (синяя линия) от номера кадра после вычета фона

Вычитая аппроксимирующую экспоненту, получаем следующую зависимость:



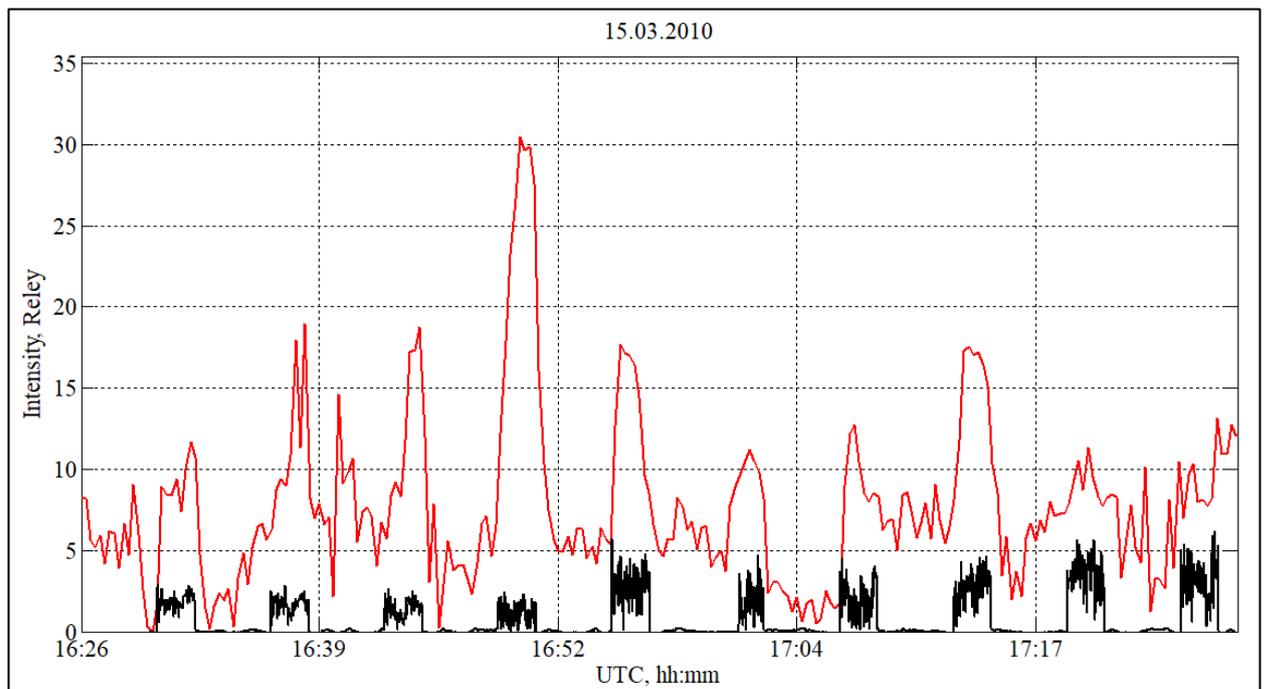
**Рис. 3.12.** Зависимость интенсивности в единицах АЦП области вокруг пикселя с максимальной интенсивностью от номера кадра после вычета фона

Таким образом, удалось избавиться от изменяющегося вследствие захода солнца фона, но теперь полностью отсутствует фон, даже связанный с естественным свечением ионосферы. Приняв значение фоновой интенсивности свечения ионосферы за 250 релей, и сопоставив его с минимальным значением усредненной фоновой интенсивности по кадру, получим график в следующем виде:



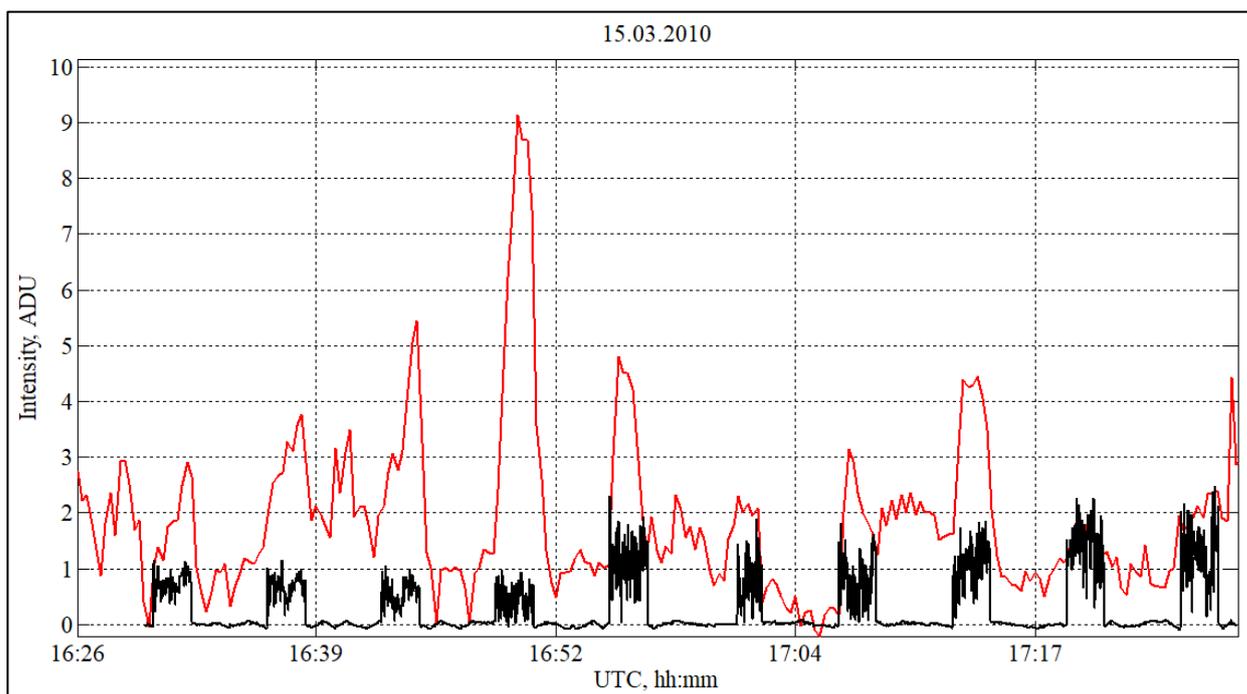
**Рис. 3.13.** Зависимость интенсивности в реляях области вокруг пикселя с максимальной интенсивностью от номера кадра после вычета фона

Привязав полученный график к режиму работы возмущающей станции, и избавившись от естественного фона ионосферы, получим график зависимости добавочного свечения от времени в UTC.



**Рис. 3.14.** Зависимость добавочной интенсивности свечения ионосферы в реляях от времени

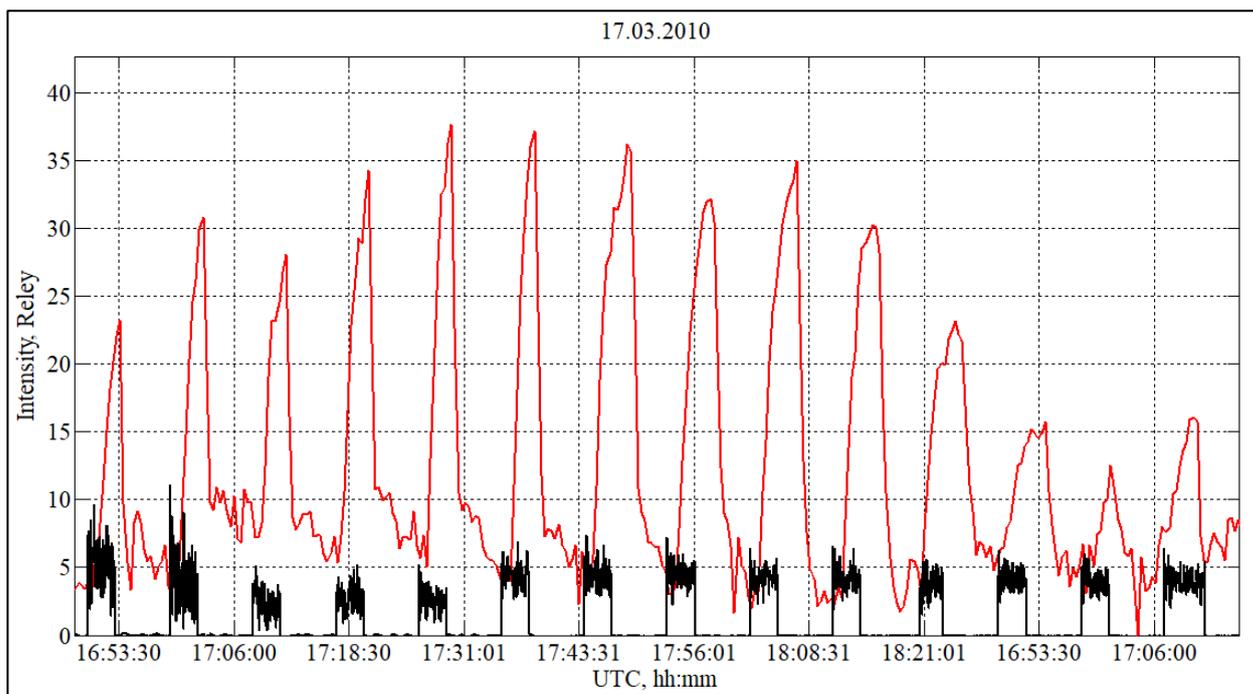
В представленных выше результатах вычисление области свечения (местоположения пикселя с максимальной интенсивностью) производилось по кадрам, полученным в результате вейвлет-преобразования. А непосредственно сами значения средней интенсивности области нагрева и фона вычислялись по необработанным данным. Если же теперь произвести аналогичные действия, но вычислять усредненный фон и интенсивность области свечения по преобразованным кадрам, получим похожую зависимость.



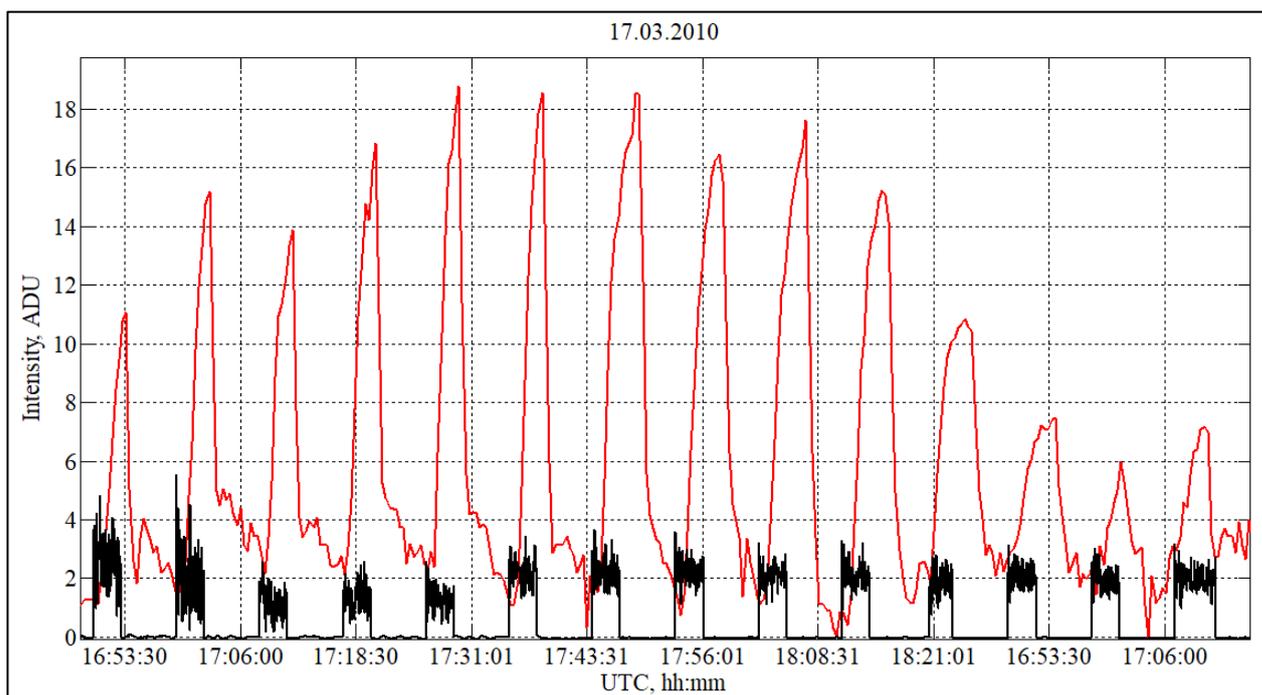
**Рис. 3.15.** Зависимость добавочной интенсивности свечения ионосферы в единицах АЦП от времени

Из сравнения двух рисунков (3.14.) и (3.15.) можно сделать вывод, что использованный метод вейвлет-обработки не искажает вид процесса, поэтому его можно использовать для очистки данных при менее благоприятных условиях наблюдений (сильная неравномерность фона).

Производя описанные выше действия для данных, полученных 17 марта 2010 года, получим следующие зависимости.



**Рис. 3.16.** Зависимость добавочной интенсивности свечения ионосферы в реляях от времени



**Рис. 3.17.** Зависимость добавочной интенсивности свечения ионосферы в единицах АЦП от времени

Сравнивая графики, изображенные на рисунках (3.15.) и (3.17.) можно заметить, что интенсивность стимулированного свечения в эксперименте 17

марта 2010 года на величину около 15 релей выше, чем для эксперимента, проведенного 15 марта 2010 года. Это объясняется тем, что диаграмма направленности антенной системы нагревной станции 15 марта была направлена вертикально вверх, а 17 марта – в направлении магнитного зенита. Как было сказано в главе 1, явление стимулированного свечения проявляется наиболее интенсивно именно в области магнитного зенита.

В данной работе для вычисления интенсивности области свечения производилось усреднение по квадратной площадке, что дает не совсем верный результат, так как пятно представляет из себя протяженный объект с плавно меняющейся интенсивностью. В будущем, для получения более точных оценок, предполагается строить изофоты (линии равной интенсивности) и производить суммирование внутри области, ограниченной этими линиями.

## Заключение

1. В результате данной работы было разработано приложение для обработки данных экспериментов на стенде «Сура» в оптическом диапазоне длин волн. Программный код был реализован на языке Matlab с использованием алгоритма «a'trous» вейвлет-преобразования. Данный алгоритм позволил исключить из ПЗС-кадров высокочастотные шумы, связанные с шумами ПЗС-камеры и наличием звезд.

2. Были обработаны данные двух сеансов эксперимента за 15 и 17 марта 2010 года. Для эксперимента 15 марта 2010 года, когда диаграмма направленности нагревной станции была направлена вертикально вверх, среднее значение добавочной интенсивности стимулированного свечения составила около 20 релей. 17 марта нагрев производился в направлении магнитного зенита, и средняя интенсивность добавочного свечения составила 30 релей.

3. Из полученных результатов видно, что увеличение интенсивности стимулированного свечения ионосферы 17 марта на величину около 10 релей превышает соответствующее значение для эксперимента 15 марта. Это связано с тем, что эффект искусственного свечения ионосферы наиболее интенсивно проявляется при воздействии в направлении магнитного зенита.

4. Для получения более точных оценок в дальнейшем предполагается строить изофоты и производить расчет интенсивности внутри области, ограниченной этими линиями.

5. Программное приложение получилось достаточно быстродействующим - на обработку серии из 250 кадров уходит около 2-3 минут.

## Список литературы

1. Иванов-Холодный Г. С. и Никольский Г. М., Солнце и ионосфера, М., 1969.
2. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. - М.: Наука, 1972.
3. Astronomical Net of Ukraine [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://astronomy.net.ua/ionosphere.html> - (Дата обращения: 06.06.2018).
4. Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // Усп. физ. наук. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145-1177.
5. Гершман Б.Н., Динамика ионосферной плазмы, М., 1974.
6. Фролов В.Л., Комраков Г.П., Куницын В.Е. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53. № 7. С. 421.
7. Рябов А.В., Грач С.М., Шиндин А.В., Котик Д.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54. №7. С. 485.
8. Воскобойников Ю. Е. Вейвлет-фильтрации сигналов и изображений / Ю. Е. Воскобойников ; Новосиб. гос. архитектур.- строит. ун-т (Сибстрин). – Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2015. – 188 с.
9. Practical Machine Learning and Data Processing [Электронный ресурс]: Image Filtering. Режим доступа: <http://machinelearninguru.com/index.php> - (Дата обращения: 06.06.2018).
10. Национальная библиотека им. Н. Э. Баумана [Электронный ресурс]: Вейвлет-преобразование. – Режим доступа: <https://ru.bmstu.wiki> – (Дата обращения: 06.06.2018).
11. Image restoration with noise suppression using a multiresolution support / F. Murtagh, J.-L. Starck, A. Bijaoui // Publication: Astronomy and Astrophysics Supplement Series – 1995. - p.179-189.
12. S. G. Mallat. A theory for multiresolution signal decomposition: the wavelet representation. //IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 11(7):674-693, 1989.

13. J.-L. Starck. Image restoration with noise suppression using the wavelet transform / J.-L. Starck, F. Murtagh. // *Astronomy and Astrophysics*, - 1994. – p. 342-348.
14. Гумеров Р.И. Цифровые сигнальные процессоры: сигналы, архитектура, основные элементы. Учебно-методическое пособие. Казан. гос. ун-т, 2009.
15. Spectral analysis using the wavelet transform / J.-L. Starck, R. Siebenmorgen, R. Gredel. // *The Astronomical Journal*, 1997, p. 1011-1020.
16. Грач С.М., Клименко В.В., Сергеев Е.Н. и др. // В сб.: XXIII Всероссийская конференция «Распространение радиоволн», сб. докл. Т. 2. 2011. С. 214– 218.
17. Д.А. Когогин, А.В. Шиндин, И.А. Насыров, С.М. Грач. Синхронные измерения вариации искусственного оптического свечения и полного электронного содержания ионосферы, стимулированных мощным радиоизлучением стенда «Сура» // *Ученые записки Казанского университета*. – 2016, Т. 158, кн. 3, С. 434-447.
18. А.В. Шиндин, С.М. Грач, Е.Н. Сергеев, А.В. Рябов. Пространственная корреляция крупномасштабных неоднородностей (по данным анализа GPS-сигналов) и искусственного оптического свечения в линии 630 нм в ионосфере, возмущенной мощной радиоволной // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского*. – 2012, № 4 (1), С. 105-113.
19. А.М. Насыров, Р.И. Гумеров, И.А. Насыров. Фотометрия свечения ионосферы стимулированного мощным радиоизлучением стенда «Сура» // *Ученые записки Казанского университета*. – 2011, Т.153, кн. 4, С. 156-166.
20. Научно-технологическая инфраструктура Российской Федерации [Электронный ресурс]: Многоцелевой стенд для исследования околоземного и космического пространства (Стенд Сура). – Режим

- доступа: <http://nirfi.unn.ru/images/myimg/departments/sura/surahome.html> - (Дата обращения: 06.06.2018).
21. М. И. Горностаев, К. Л. Маланчев, К. А. Постнов. Астрофизика в вопросах и задачах, М., 2018.
  22. В.П. Решетников. Поверхностная фотометрия галактик: Учеб. Пособие. – СПб.: СПбГУ, 2002. – 152 с.
  23. Ануфриев И.Е., Смирнов А.Б., Смирнова Е.Н. MATLAB 7. – СПб.: БХВ-Петербург, 2005. -1104 с.
  24. А.Б. Сергиенко. Цифровая обработка сигналов. – СПб.: Питер, 2003. – 604 с.
  25. Дьяконов В., Абраменкова И. MATLAB. Обработка сигналов и изображений. Специальный справочник. – СПб.: Питер, 2002, 608 с.
  26. Новиков Л.В. Основы вейвлет-анализа сигналов: Учебное пособие. – СПб, ИАНП РАН, 1999, 152 с.
  27. В.Г. Потемкин. Справочник по MATLAB [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://matlab.exponenta.ru/ml/book2/index.php> - (Дата обращения: 06.06.2018).

## Приложение

```
% очистка рабочего пространства Matlab
clear all
clc
tic
% установка шрифтов
set(0,'DefaultAxesFontSize',14,'DefaultAxesFontName','Times New Roman');
% загрузка исходных кадров
load('./imgs_15032010');
% загрузка данных накачки
load('HF_DATA_OneSec1503.mat');
% загрузка темного кадра
load('Dark_frame_median_shifted2.mat');

% ядро фильтра для алгоритма a'trous
H = [1/256 1/64 3/128 1/64 1/256
     1/64 1/16 3/32 1/16 1/64
     3/128 3/32 9/64 3/32 3/128
     1/64 1/16 3/32 1/16 1/64
     1/256 1/64 3/128 1/64 1/256];

% задание количества вейвлет-плоскостей
wp_num = 8;

for m = 1:size(Imgs,3)
% вычитание темного кадра из исходного массива
input_array = Imgs(:,:,m) - Dark_frame_median_shifted2;

% замена наиболее ярких пикселей средним по кадру
for n = 1:1000
    [M,In] = max(input_array(:));
    input_array(In) = sum(sum(input_array))/82944;
end

% установка размерностей для массивов c0 (массив остатка после
% вейвлет-перобразования), p (массив свертки фильтра H с массивом
% входных
% данных input_array), wp (массив вейвлет-плоскостей)
c0 = zeros(size(Imgs,1),size(Imgs,2));
p = zeros(size(Imgs,1),size(Imgs,2),wp_num);
wp = zeros(size(Imgs,1),size(Imgs,2),wp_num);

% реализация алгоритма a'trous
for j = 1:wp_num
    if j==1;
        % свертка входных данных с ядром фильтра
        p(:,:,j) = imfilter(input_array,H,'circular');
        % вычисление j-ой вейвлет-плоскости
```

```

        wp(:,:,j) = input_array - p(:,:,j);
    else
        % вставка (2^(j-1)-1) нулей между каждым элементом матрицы
        H
        H_line = upsample(H,2^(j-1));
        H_column = upsample(H_line',2^(j-1));
        H_new = H_column(1:((5*(2^(j-1)-1)+5)-((2^(j-1)-
1))),1:((5*(2^(j-1)-1)+5)-((2^(j-1)-1))));

        % свертка массива предыдущей свертки с новым фильтром
        p(:,:,j) = imfilter(p(:,:,j-1),H_new,'circular');
        % вычисление j-ой вейвлет-плоскости
        wp(:,:,j) = p(:,:,j-1) - p(:,:,j);
        % вычисление остатка
        c0 = p(:,:,wp_num);
    end
end

% вычисление суммы 4,5,6,7 и 5,6,7 плоскостей
summa4567 = wp(:,:,4) + wp(:,:,5) + wp(:,:,6) + wp(:,:,7);
summa567 = wp(:,:,7) + wp(:,:,6) + wp(:,:,5);

% запись в массив summa567_center центральной части массива
summa567
summa567_center = summa567(50:238,50:238);
% поиск пикселя с максимальной интенсивностью
[M,I] = max(summa567_center(:));
% вычисление координат пикселя с максимальной интенсивностью
[I_line,I_column] = ind2sub(size(summa567_center),I);
frame(m) = m; % создание массива номеров кадров
% вычисление фонового значения интенсивности для кадра
background20(m) = ((sum(sum(input_array))) -
sum(sum(input_array(21:268,21:268))))/21440;
% вычисление интенсивности области вокруг пикселя с максимальной
интенсивностью
max_int(m) = sum(sum(input_array(I_line+49-
12:I_line+49+12,I_column+49-12:I_column+49+12)))/625;
% вычисление аппроксимирующей экспоненты
exp20 = 180*exp(-frame/200-1.8)+10;

% создание области построения изображения
fig=figure('color','w');
% вывод изображения
imagesc(summa4567);

% цикл, реализующий временную привязку кадра к режиму работы
станции накачки
if (Time(m,2)-3)*3600+Time(m,3)*60+Time(m,4) > time_HF_utc(1)
    if HF_DATA_15032010(find(time_HF_utc == ((Time(m,2)-
3)*3600+Time(m,3)*60+Time(m,4))))>50
        text(295,10,'накачка','FontName','Times New
Roman','FontSize',18)
    end
end

```

```

end

grid off
hold on
% задание цветовой палитры изображения
caxis([0;17])
% установка пределов построения изображения
axis equal
xlim([1 288])
ylim([1 288])
keyboard
% задание заголовка для изображения
tit=sprintf('%s%03g', 'кадр № ', m);
% задание шрифта заголовка
title(tit, 'FontName', 'Times New Roman', 'FontSize', 18)
% сохранение изображения в папку "15032010 picture" в формате
"fig"
saveas(fig, ['. \15032010 picture \15032010
', sprintf('%03g', m)], 'fig');
close(fig);
end

% вычисление интенсивности области свечения в единицах АЦП
intens_ADC = max_int-background20-exp20+min(background20);
% вычисление интенсивности области свечения в релеях
intens_rel = intens_ADC/min(intens_ADC)*250;
% создание области построения графика
figure('color', 'w');
t_axe_img_ut=(Time(:, 2)-
3)*60*60+Time(:, 3)*60+Time(:, 4)+Time(:, 5)/1000;
jj=1;

% цикл, устанавливающий по оси абсцисс время в UTC
for ii = 1:50:size(Imgs, 3)
    Time_Tick(jj)=t_axe_img_ut(ii);
    txtTime_Tick(jj, :) = numSec2txtTime2(Time_Tick(jj));
    jj=jj+1;
end

% построение зависимости интенсивности области свечения от времени
plot(t_axe_img_ut, intens_rel, 'r', 'LineWidth', 2);
grid on
% установка пределов построения графика
xlim([t_axe_img_ut(1) t_axe_img_ut(end)])
ylim([min(intens_rel) max(intens_rel)+5])
set(gca, 'XTick', Time_Tick);
set(gca, 'XTickLabel', txtTime_Tick(:, 1:5));
% установка подписей к осям
xlabel('UTC, hh:mm')
ylabel('{Intensity}, Reley')
hold on

% вычисление интенсивности накачки и ее временная привязка

```

```
ind_HF = find((time_HF_utc > t_axe_img_ut(1)) & ...  
             (time_HF_utc < t_axe_img_ut(end)));  
HF_Data_1sek = ((HF_DATA_15032010(ind_HF)*2)/400+250);  
time_HF_utc = time_HF_utc(ind_HF);  
% построение зависимости интенсивности накачки от времени  
plot(time_HF_utc, HF_Data_1sek, 'LineStyle', '-'  
      ', 'LineWidth', 2, 'color', 'k');  
% установка заголовка для графика  
title ('15.03.2010');
```