АСТРОФИЗИКА

ТОМ 50 ФЕВРАЛЬ, 2007 ВЫПУСК 1

# ОБРАЗОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ДИНАМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ И МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 4 октября 2006

Работа посвящена определению средних статистических величин, описывающих излучение динамически активной стохастической и многокомпонентной атмосферы в спектральной линии. Рассматриваются линии при ЛТР, для которых эффектами многократного излучения можно пренебречь. Обсуждаются два типа задач. В первом из них предполагается, что реализация того или иного значения скорости нетеплового движения зависит от типа структурного элемента, а во втором - такая зависимость отсутствует, т.е. считается, что принимаемые случайные значения скорости распределены по некоторому закону, общему для всех компонентов. Особое внимание уделяется определению величины относительного среднеквадратичного отклонения (ОСО) интенсивности наблюдаемого излучения. Показывается, что отличительной чертой ОСО излучения в линии, образуемой в динамически активной стохастической атмосфере, являются локальные "всплески" (максимумы) в крыльях линий. Теоретические результаты работы сравниваются с данными спектральных наблюдений спокойных солнечных протуберанцев, полученными в рамках космической программы SoHO.

Ключевые слова: *спектры: линии: образование*

1. *Введение.* В настоящей работе мы продолжаем исследование наблюдаемых средних статистических характеристик излучения в спектральной линии, образуемой в многокомпонентной стохастической среде. Как в последних, так и в более ранних наших работах (см. [1,2], а также [3-5]) рассматривались статические задачи, т.е. возможные движения составляющих компонентов среды не учитывались. Между тем в реальных стохастических атмосферах, представляющих астрофизический интерес, вместе с физическими и геометрическими характеристиками среды случайным изменениям подвергается и поле скоростей. Сказанное можно отнести, например, к спокойным солнечным протуберанцам, исследование EUV-спектров которых во многом обусловило появление наших работ в данном направлении.

Необходимость в создании теории переноса излучения в средах со сложной тонкой структурой, подвергающейся случайным изменениям, ощущается уже давно. Еще в работах 70-х годов (см., например, [6]) было показано, что наблюдаемые профили хромосферных линий ионизованного кальция невозможно объяснить в рамках теории, развитой для однородных и стационарных сред. Совершенно очевидно, что для удовлетворительной интерпретации и других нестационарных явлений в атмосфере Солнца, таких как хромосферные спикулы, корональные струи, полярные пламы (plums), такая теория необходима. Задачи о распространении света в случайно-неоднородных средах возникают и в других разделах астрофизики. В качестве примеров могут служить рассеяние света на молекулярных облаках межзвездной среды [7,8], стохастическое ослабление излучения галактик при прохождении космологических расстояний [9].

Как известно, плазма в протуберанцах участвует в различного типа движениях, что, естественно, влияет на форму профилей наблюдаемых спектральных линий. Случайные тепловые и турбулентные движения со скоростями порядка $5 \div 10$ км/с накладываются на восходящие (эрупция) или нисходящие (потеря массы за счет ее возвращения в хромосферу и фотосферу) потоки, крупномасштабные гидродинамические движения (см., например, [10]). Перенос излучения в линии через такую динамически активную среду приводит к большому разнообразию профилей, искаженных в результате Доплер эффекта. Вместе с тем форма профилей линий зависит от целого ряда других параметров, характеризующих состояние излучающего объема, поэтому количественная интерпретация наблюдаемых спектров в общем случае является довольно сложной задачей.

Цель настоящей работы - выявить общие закономерности влияния крупномасштабных движений на форму профиля спектральной линии и на величину ее пространственных (или временных) флуктуаций. В действительности могут осуществиться две возможности - либо реализация того или иного значения скорости нетеплового движения зависит от типа структурного элемента, либо же такая зависимость отсутствует, т.е. принимаемые случайные значения скорости распределены по некоторому закону (например, по закону Гаусса), общему для всех компонентов. В данной работе обе возможности рассматриваются для спектральных линий при ЛТР, иными словами, эффекты многократного рассеяния не учитываются. Ввиду отсутствия отраженных потоков соответствующие расчеты в этом случае существенно упрощаются, в то время как указанное допущение с большой долей вероятности можно считать справедливым для большинства неводородных линий EUV-спектра спокойных протуберанцев. Как и в предыдущих работах, теоретические результаты будут сравниваться с данными наблюдений, полученными с помощью спектрометра SUMER в рамках космической программы SoHO.

2. *Формулировка проблемы. Основные уравнения.* Отправным пунктом всех дальнейших рассуждений является формула сложения

для средней статистической интенсивности излучения, выходящего из стохастической среды в частотах спектральной линии. Для краткости записи в данном разделе ограничимся рассмотрением статической атмосферы.

Пусть имеются два плоскопараллельных слоя с оптическими толщинами $\tau_0$ и $\tau$ в центре линии. Будем предполагать, что первичные источники энергии находятся внутри рассматриваемых сред и нет излучения, падающего извне. Каждая из них может обладать сложной многокомпонентной структурой, физические свойства которой могут подвергаться случайным изменениям. Нас интересует средняя интенсивность излучения, выходящего из границы $\tau_0+\tau$ составной среды. Очевидно, что для каждой отдельно взятой реализации можно написать

$$I(z,\tau_0+\tau)=I(z,\tau_0)\exp(-z\tau)+I(z,\tau), \tag{1}$$

где $I$ - интенсивность, излучаемая средами по направлению к наблюдателю, $z=\varpi(x)/\eta$, $\eta$ - косинус угла наблюдения, отсчитываемого от нормали к поверхности среды, $\varpi(x)=\alpha(x)+\beta$, $x=(\nu-\nu_0)/\Delta\nu_D$ - так называемая безразмерная частота, отсчитываемая от центра линии в единицах допплеровской ширины, $\alpha$ - ненормированный профиль коэффициента поглощения, $\beta$ - отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в линии, $\Delta\nu_D$ - допплеровская ширина линии.

Ввиду отсутствия отраженных пучков аргументы, характеризующие зависимость интенсивности излучения от угла и частоты, входят в соотношение (1) в качестве параметров. Если значения интенсивностей $I(z,\tau_0)$ и $I(\tau,z)$ принимаются соответственно с вероятностью $p_0$ и $p$, то, умножая обе стороны соотношения (1) на $p_0p$ и производя суммирование по всевозможным реализациям, находим

$$\langle I(z,\tau_0+\tau)\rangle=\langle I(z,\tau_0)\rangle\langle\exp(-z\tau)\rangle+\langle I(z,\tau)\rangle. \tag{2}$$

Столь простая внешне формула достаточно информативна по содержанию, поскольку получена при минимуме допущений относительно переноса излучения. Ее можно рассматривать как формулу сложения для статистических средних интенсивностей излучения в линии, выходящего из стохастической среды. Она показывает, в частности, что при отсутствии рассеяния в атмосфере усреднение можно производить по частям. При многокомпонентной атмосфере соотношение (1) справедливо и в случае, если множество значений физических и геометрических характеристик среды и их статистика меняются при переходе от одного элемента к другому. Пусть, например, среда состоит из $N-1$ структурных элементов, каждый из которых характеризуется оптической толщиной $\tau_i$ ($i=1, 2, ..., N$-1) и мощностью содержащихся в нем источников энергии $B_i$. Допустим также, что компоненты независимы, т.е. та или иная реализация параметров одного компонента не влияет на реализацию тех же параметров других компонентов ("чисто" или полностью стохастическая среда). Если добавить к такой среде новый $N$-ый компонент, то на основе соотношения (2) можно написать

$$\langle I_N(z)\rangle = \langle I_{N-1}(z)\rangle\left\langle \exp\left(-z\tau^{(N)}\right)\right\rangle + \left\langle I_1^{(N)}(z)\right\rangle, \tag{3}$$

где нижние индексы указывают на количество структурных элементов, а верхние представляют собой порядковый номер элемента, а, следовательно, и номер соответствующей статистики. Последовательное применение формулы (3) дает

$$\langle I_N(z)\rangle = \sum_{k=1}^{N-1}\left\langle I_1^k(z)\right\rangle \prod_{i=k+1}^{N}\left\langle \exp\left(-z\tau^i\right)\right\rangle + \left\langle I_1^N(z)\right\rangle. \tag{4}$$

В частном случае, когда случайные параметры всех компонентов подчиняются одной и той же статистике, находим

$$\langle I_N(z)\rangle = L_N(z)\langle I_1(z)\rangle, \tag{5}$$

где

$$L_N(z) = \left[1-\langle \exp(-z\tau)\rangle^N\right] / \left[1-\langle \exp(-z\tau)\rangle\right]. \tag{6}$$

Аналогичная формула для одного простейшего случая была впервые получена в работе [11]. Формула для определения относительного среднеквадратичного отклонения (ОСО) в зависимости от частоты для данной задачи была приведена нами в [1].

3. ***Излучение динамически активной стохастической и многокомпонентной атмосферы.*** Перейдем к рассмотрению динамически активной многокомпонентной атмосферы и допустим, что в число отличительных характеристик компонентов того или иного сорта теперь входит и скорость их движения. В данной работе речь пойдет о движениях, имитирующих крупномасштабные, гидродинамические движения в случае солнечных протуберанцев. Имея в виду применение к линиям при ЛТР, обладающим обычно небольшой оптической толщиной, влиянием излучения на поле скоростей в данном случае можно пренебречь. Вопросам, связанным с мелкомасштабными или микротурбулентными движениями, будет посвящена отдельная работа.

Ниже мы всюду ограничимся обсуждением случая $\eta=1$, поэтому нас будет интересовать проекция скорости движения на направление наблюдения, которую обозначим через $V_h^{(i)}$ ($i=1, 2, ..., n$) и где $n$ число типов компонентов. В результате допплеровские смещения частоты будут различны для компонентов различных типов, так что будем иметь $z^{(i)} = \alpha\left(x - u^{(i)}\right) + \beta$, где $u^{(i)} = V_h^{(i)}/V_{th} = (\nu_0/c)\left(V_h^{(i)}/\Delta\nu_D\right)$, $V_{th}$ - средняя тепловая скорость, $\nu_0$ - центральная частота линии, $c$ - скорость света.

Зададимся теперь целью определить излучение, выходящее из динамически активной атмосферы, состоящей из $N$ структурных элементов, физические характеристики которых подвергаются случайным изменениям. При этом предположим, что пространственный процесс реализации компонентов того или иного типа является марковским. Иными словами, предполагаем, что реализация физических свойств данного компонента зависит лишь от осуществления этих свойств у предыдущего компонента. Для определения средней интенсивности выходящего излучения $\langle I_N(x)\rangle$ введем в рассмотрение вспомогательные величины $\left\langle I_N^{(i)}(x)\right\rangle$, характеризующие усредненное математическое ожидание интенсивности наблюдаемого излучения при условии, что $N$-ый элемент принадлежит к $i$-тому типу, так что

$$\langle I_N(x)\rangle = \sum_{i=1}^{n}\left\langle I_N^{(i)}(x)\right\rangle. \tag{7}$$

Используя соотношение (2) применительно к данной задаче, приходим к следующим рекуррентным соотношениям

$$\left\langle I_N^{(i)}(x)\right\rangle = \sum_{k=1}^{n} q_{ik}\left[\left\langle I_{N-1}^{(k)}(x)\right\rangle \exp\left(-z^{(i)}\tau_i\right) + P_{N-1}^{k} J_i(x)\right], \tag{8}$$

где введены следующие обозначения: $q_{ik}$ - элементы марковской переходной матрицы, $z^{(i)} = \alpha\left(x - u^i\right) + \beta$, $J_i(x) = B_i\left[1 - \exp\left(-z^{(i)}\tau_i\right)\right]$. Величины $P_N^i$ представляют собой вероятность события, заключающуюся в том, что на $N$-ой позиции окажется элемент $i$-того типа. Для дальнейшего изложения удобно перейти к векторно-матричной форме записи. Тогда формулы (8) запишутся в виде

$$\mathbf{I}_N = \mathbf{A}\mathbf{I}_{N-1} + \mathbf{S}_N, \tag{9}$$

где

$$\mathbf{I}_N = \left(I_N^{(i)}\right), \quad \mathbf{A} = \left\|q_{ik}\exp\left(-z_i\tau_i\right)\right\|, \quad \mathbf{S}_k = \left(P_k^{(i)} J_i\right),$$

и для краткости зависимость соответствующих величин от частоты явным образом не отмечается. Далее нетрудно видеть, что

$$\mathbf{P}_N = \mathbf{Q}\mathbf{P}_{N-1} \quad \text{или} \quad \mathbf{P}_N = \mathbf{Q}^{N-1}\mathbf{P}_1, \tag{10}$$

где $\mathbf{P}_N = \left(p_N^i\right)$, $\mathbf{Q} = \left\|q_{ik}\right\|$. В качестве начального условия имеем $\mathbf{P}_1 = \left(p_i\right)$. Элементы переходной матрицы удовлетворяют очевидному условию нормировки $\sum_{i=1}^{n} q_{ik} = 1$. Из рекуррентной формулы (9) для интересующих нас величин $\mathbf{I}_N$ получаем

$$\mathbf{I}_N = \sum_{k=1}^{N} \mathbf{A}^{N-k}\mathbf{S}_k \,. \tag{11}$$

Если $q_{lk}=p_l$ ($k=1, 2, ...$), то атмосфера является полностью стохастической. В этом частном случае формула (11) дает

$$\mathbf{I}_N = \sum_{k=0}^{N} \mathbf{A}^k\mathbf{S}_1 = \frac{\mathbf{I}-\mathbf{A}^N}{\mathbf{I}-\mathbf{A}}\mathbf{S}_1 \,, \tag{12}$$

где $\mathbf{S}_k = \mathbf{S}_1 = \left(p_l J_l\right)$ и деление на $\mathbf{I}-\mathbf{A}$ понимается условно как действие обратного оператора $(\mathbf{I}-\mathbf{A})^{-1}$. Несложно показать, что, как и следовало ожидать, в этом частном случае мы приходим к приведенным выше соотношениям (5), (6) для средней интенсивности выходящего излучения $\langle I_N \rangle$. При этом существенно упрощается и вопрос о вычислении ОСО, которое мы определяем по формуле $\delta_N(x) = \left[\left\langle I_N^2(x)\right\rangle / \left\langle I_N(x)\right\rangle^2\right] - 1$. В рассматриваемом частном случае явное выражение, полученное для этой величины в [1] остается в силе и определяется по формуле

$$\delta_N(x) = \frac{M_N(x)}{L_N^2(x)}\left[1+\delta_1(x)\right] + 2\frac{K(x)A_N(x)}{\left\langle I_1(x)\right\rangle L_N^2(x)}\left\langle I_1(x)\right\rangle - 1 \,, \tag{13}$$

где

$$M_N(z) = \frac{1-\left\langle \exp(-2z\tau_l)\right\rangle^N}{1-\left\langle \exp(-2z\tau_l)\right\rangle}, \quad A_N(x) = \frac{L_N(x)-M_N(x)}{\left\langle \exp(-z\tau_l)\right\rangle - \left\langle \exp(-2z\tau_l)\right\rangle}, \tag{14}$$
$$K(x) = \left\langle J_l(x)\exp(-z\tau_1)\right\rangle, \quad J_l(x) = B_l\left[1-\exp(-z\tau_l)\right].$$

Если принимается в расчет взаимодействие между структурными элементами, то возникает трудность, связанная с необходимостью рассмотрения всевозможных реализаций, число которых резко возрастает с ростом $N$. Поэтому приходится довольствоваться приближенной оценкой (очевидно, снизу), в которой не учитываются флуктуации, вызванные различием в расположении компонентов при реализации атмосферы с данной пропорцией их типов:

$$\delta_N(x) = \frac{\sum_{l=1}^{n}\left[I_N^{(l)}(x)\right]^2 / P_N^l}{\left\langle I_N(x)\right\rangle^2} - 1 \tag{15}$$

На рис.1, 2 приводятся типичные примеры профилей и ОСО, рассчитанные для чисто стохастического случая, когда атмосфера состоит всего из двух типов структурных элементов. Помимо профиля средней интенсивности излучения, выходящего из среды $\langle I \rangle$, приводятся еще два профиля, рассчитанные при условии, что $N$-ый элемент принадлежит соответственно к первому $\langle I_1 \rangle$ и второму $\langle I_2 \rangle$ типу.

Для наглядности изменений ОСО значение $N$ выбрано сравнительно небольшим. Для выявления влияния марковского взаимодействия между компонентами на наблюдаемые профили и ОСО, рассмотрен случай так называемой дважды стохастической атмосферы. Как известно [12], так называется тот частный случай, когда вектор $\mathbf{p}_N$ является собственным вектором переходной матрицы $\mathbf{Q}$. На рис.2 изображены результаты численных расчетов для атмосферы, описываемой теми же значениями параметров, что и в предыдущем случае, с единственной разницей, что

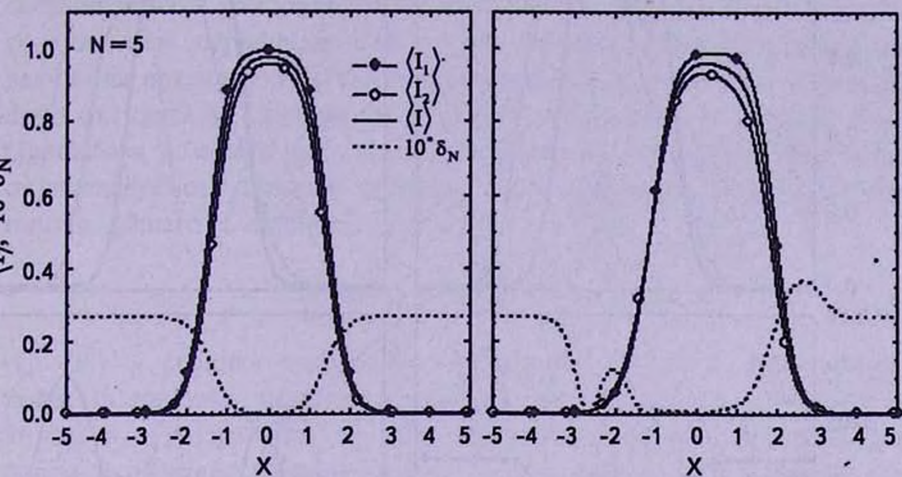


Рис.1. Теоретические профили спектральной линии и ОСО при полностью случайных реализациях компонентов для статической (слева) и динамически активной (справа) атмосферы. Предполагается, что последняя состоит из двух типов структурных элементов с параметрами: $B_1 = B_2 = 1$, $p_1 = p_2 = 0.5$, $\tau_1 = 2$, $\tau_2 = 0.2$, $\beta = 10^{-3}$, $u_1 = 0.5$, $u_2 = -0.5$, $q_{ik} = 0.5$ ($i$, $k = 1, 2$). Смысл величин $\langle I_1 \rangle$, $\langle I_2 \rangle$ разъясняется в тексте.

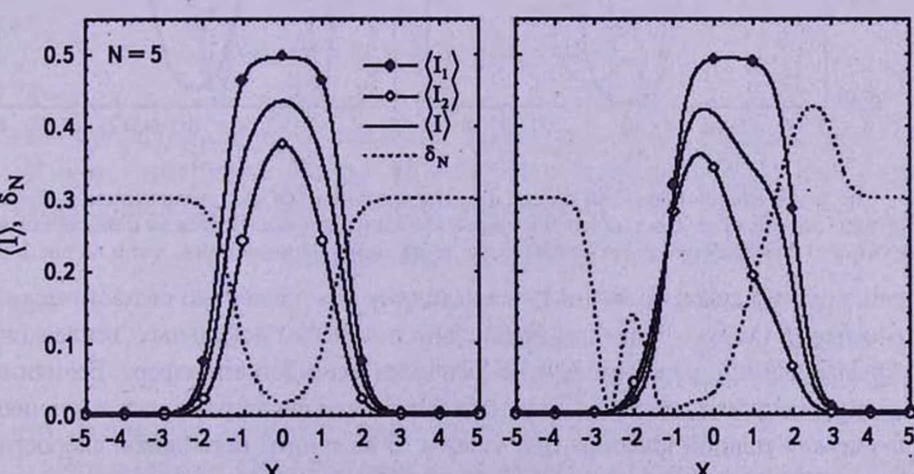


Рис.2. То же самое, что на рис.1, для дважды стохастической атмосферы. Для элементов переходной матрицы приняты значения: $q_{11} = q_{22} = 0.9$ и $q_{12} = q_{21} = 0.1$.

теперь $q_{11} = q_{22} = 0.9$ и $q_{12} = q_{21} = 0.1$. Мы видим на данном частном примере, каким образом искажаются профили наблюдаемых линий в результате крупномасштабных движений. Видно также, что при прочих равных условиях величина ОСО в последнем случае почти на порядок

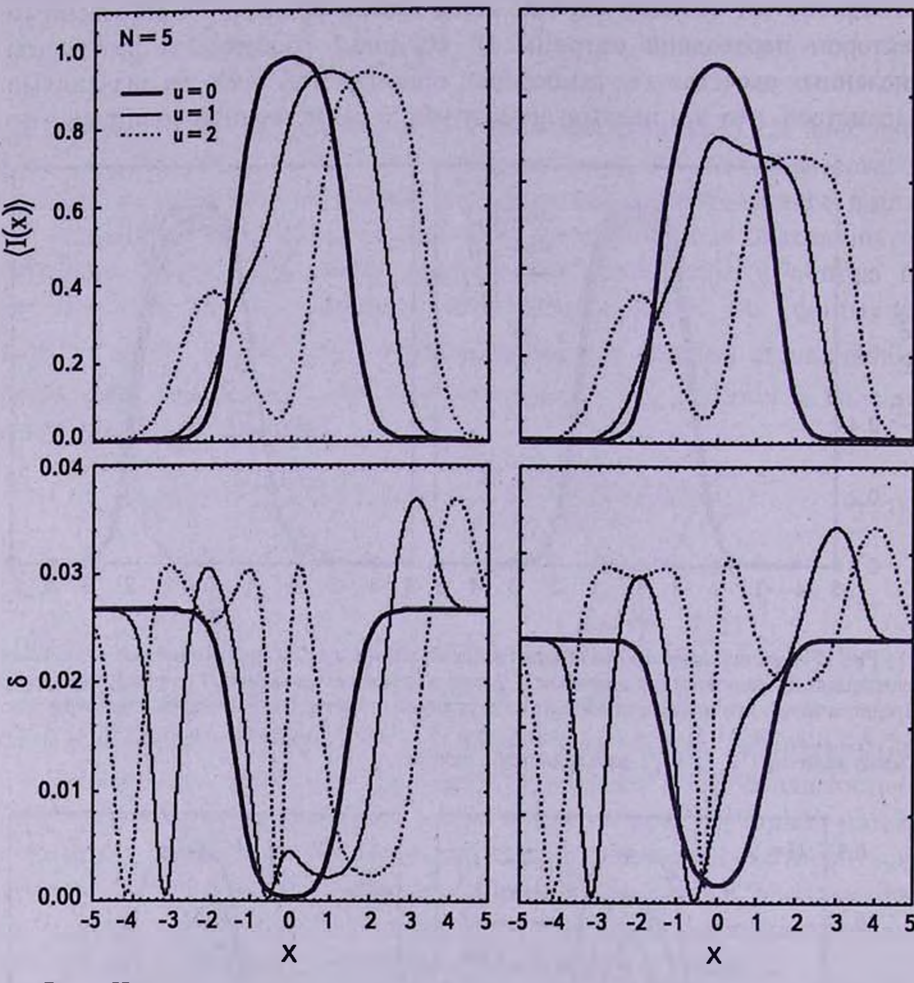


Рис.3. Изменение профилей линии и соответствующих ОСО с увеличением *u*. Левые рисунки относятся к полностью стохастической атмосфере, правые - к дважды стохастической атмосфере. Для удобства сравнения выбраны те же значения параметров, что и на рис.2, 3.

превосходит в крыльях линии ту же величину для полностью стохастической атмосферы. Однако более примечательно появление локальных "всплесков" в крыльях линий, образуемых в динамически активной атмосфере. Величина максимумов и их расстояние от центра линии при фиксированных значениях оптических толщин компонентов зависят от величины нетепловой скорости. При очень больших значениях *u* (>1) появляются дополнительные максимумы и зависимость ОСО от частоты внутри линии становится весьма сложной (см. рис.3). Качественная картина остается примерно такой же при увеличении количества типов структурных элементов среды.

4. *Стохастическая среда фиксированной оптической толщины.* Прежде чем обратиться к наблюдательным данным, рассмотрим несколько другую задачу, которая позволяет четко проследить влияние поля скоростей в среде на величину флуктуаций интенсивности наблюдаемого излучения в частотах спектральной линии.

Пусть имеется стохастическая атмосфера оптической толщины $\tau_0$, состоящая из $N$ компонентов одной и той же толщины и с одинаковым содержанием первичных источников энергии. Однако примем, что величины нетепловой скорости в каждом из них меняются независимо друг от друга и случайным образом, например, по закону Гаусса (условимся называть эти скорости турбулентными, хотя в зависимости от исследуемого объекта природа этих движений может не иметь ничего общего с турбулентностью):

$$F(u_t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\langle u_t \rangle} \exp\left(-\frac{u_t^2}{\langle u_t \rangle^2}\right), \tag{16}$$

где $\langle u_t \rangle$ - средняя турбулентная скорость. По сути дела, задача в такой постановке аналогична задачам об образовании спектральных линий в турбулентной среде с пространственно-коррелированным полем скоростей, рассмотренным в 70-х годах (см., например, [13-18]) в приближении, когда коэффициент корреляции отличен от нуля и равен единице лишь в конечном промежутке пространства. На основе формулы (6) для искомой величины средней интенсивности излучения имеем

$$\langle I_N(\tau_0, x) \rangle = B\left[1 - \left(\int_{-\infty}^{\infty} F(y) e^{-\varpi(x-ay)\frac{\tau_0}{N}}\right)^N dy\right], \tag{17}$$

где $a = \langle u_t \rangle / \langle u_{th} \rangle$, $u_{th}$ - тепловая скорость атомов. В частности, при $N \to \infty$, нетрудно из (17) получить классический результат, касающийся микротурбулентной атмосферы

$$\langle I_\infty(x) \rangle = B\left[1 - \exp(-\gamma(x)\tau_0)\right], \tag{18}$$

где

$$\gamma(x) = \beta + \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{1+a^2}\right), \tag{19}$$

что физически отражает факт сложения дисперсий.

Что касается ОСО, то оно вычисляется по формуле (13), с учетом того, что $A_N(x)K(x) = L_N(x) - M_N(x)$. Типичный пример таких вычислений для $\tau_0 = 5$ приведен на рис.4, где через $N$ обозначено число компонентов. Мы видим, что всплески, характерные для частотной зависимости ОСО, возникают и теперь, причем их величина существенным образом зависит от количества компонентов. С ростом $N$ амплитуда всплесков уменьшается и стремится к нулю при $N \to \infty$, что соответствует микротурбулентной атмосфере. При этом, как это следует из левого рис.4 и рис.5, интегральная интенсивность излучения в линии увеличивается, стремясь при $N \to \infty$ к некоторому конечному пределу. Отсюда вытекает, что, если скорость нетеплового (турбулентного)

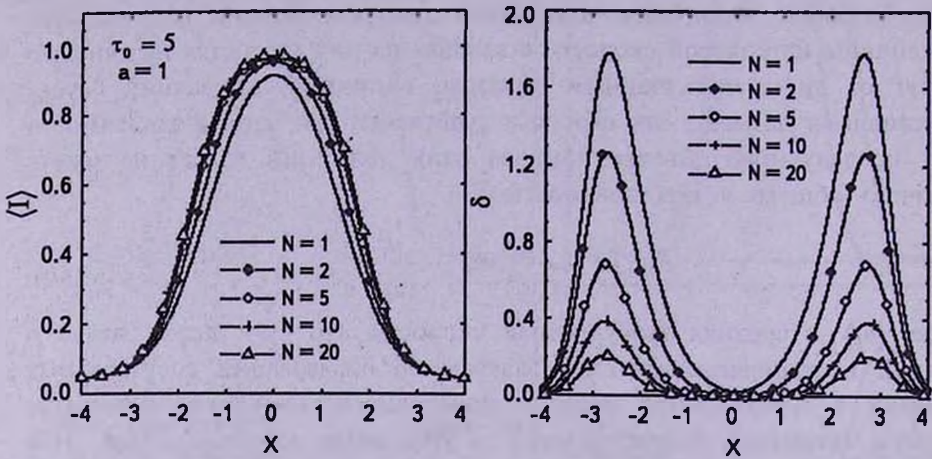


Рис.4. Частотная зависимость профилей спектральных линий и соответствующих ОСО при $\tau_0 = 5$ и различном количестве структурных элементов. Расчеты произведены для $B = 1$ и $\beta = 10^{-3}$.

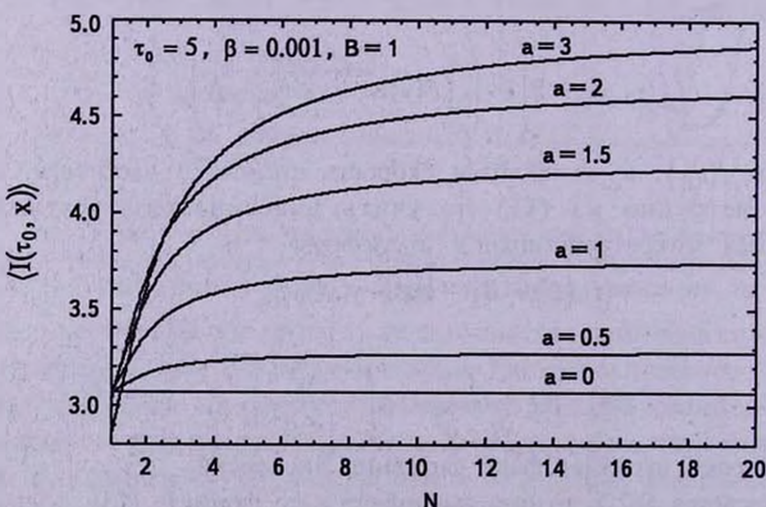


Рис.5. Зависимость интегральной интенсивности от скорости нетеплового движения и числа компонентов при отмеченных значениях параметров.

движения определяется в предположении, при котором в среде имеет место микротурбулентность, то полученный результат оказывается ниже истинного значения. Данный факт уже указывался в ранних работах по изучению эффектов турбулентности в звездных атмосферах. Очевидно, что решение рассмотренной здесь задачи об излучении многокомпонентной стохастической среды может быть использовано также при оценке микротурбулентных скоростей протуберанцев на основе наблюдательных данных.

До сих пор предполагалось, что толщина составляющих компонентов одинакова. Небезынтересно в связи с этим выявить влияние данного предположения на окончательный результат. Развиваемый в настоящей работе подход позволяет без труда решить более общую задачу, когда оптические толщины компонентов распределены равномерно в интервале $[0, \tau_0]$. Тогда для средней статистической интенсивности имеем

$$\langle I_{N+1}(\tau_0, x)\rangle = \int_0^{\tau_0} \varphi_N(\tau)\left[\langle I_N(\tau, x)\rangle\left\langle e^{-\varpi(x-a)(\tau_0-\tau)}\right\rangle + \langle I_1(\tau_0-\tau, x)\rangle\right]d\tau, \qquad (20)$$

где $\varphi_N(\tau) = (N+1)\tau^N/\tau_0^{N+1}$ и $\langle I_1(\tau, x)\rangle = B[1-\exp(-\varpi(x-a)\tau)]$. Соотношение (20) можно переписать в более удобном для расчетов виде

$$\overline{I}_{N+1}(\tau_0, x) = \frac{N+1}{\tau_0}\int_0^{\tau_0} \overline{I}_N(\tau, x)\left\langle e^{-\varpi(x-a)(\tau_0-\tau)}\right\rangle d\tau, \qquad (21)$$

где введено обозначение $\overline{I}_N(\tau_0, x) = \tau_0^{N-1}[1-\langle I_N(\tau_0, x)\rangle]$.

Очевидно, что при больших оптических толщинах эффект, вносимый различием в непрозрачностях структурных элементов, будет небольшим. Нетрудно также понять, что с увеличением числа компонентов указанный эффект должен уменьшиться, поскольку в обоих случаях пределом служит режим микротурбулентности. Как показывают расчеты, наибольшие различия в профилях линии наблюдаются в центральных частотах, причем относительные отклонения при $\tau_0 \sim 1$ не превышают 10%, даже если $a \sim 2 \div 3$.

5. *Данные наблюдений*. Для проверки теоретических результатов использовался наблюдательный материал, относящийся к спектральным линиям спокойных солнечных протуберанцев в EUV области спектра, полученный 10 августа 1999г. с помощью спектрометра SUMER в рамках внеатмосферной космической программы SoHO. Как и в предыдущих работах [1-4], нас интересовали флуктуации поверхностной яркости протуберанцев в некоторых наиболее сильных линиях указанной области. При каждом наблюдении щель спектрометра с полем 1" x 120" дает 120 профилей линий, позволяя тем самым проследить их изменение вдоль щели. Такой материал обычно оказывается достаточным для определения статистических средних величин интенсивности

излучения и соответствующего относительного среднеквадратичного отклонения в зависимости от частоты внутри линии. На рис.6 приводятся данные относительно средней интенсивности и ОСО (прерывистые кривые) для некоторых относительно сильных EUV линий. Напомним, что в работе [2] нами был отмечен факт увеличения ОСО при переходе к крыльям линий. Согласно проведенному там теоретическому исследованию, это указывало на то, что флуктуации поверхностной яркости рассмотренного протуберанца обусловлены в основном изменениями оптической толщины. Более того, было показано, что появляющаяся вследствие этого центральная депрессия в частотном поведении ОСО различна для различных линий и коррелирует с эффективной температурой их образования. На приведенном нами рис.6 отчетливо видны "всплески" (локальные максимумы) в крыльях линий, о появлении которых при нетепловых (гидродинамических) движениях предсказывают полученные выше теоретические результаты. Можно также заметить, что у линий с высокой эффективной температурой образования (т.е. линий, образующихся преимущественно в окружающей короне), таких как OVI $\lambda\lambda 1032\,Å$, $1037\,Å$, NV $\lambda 1242\,Å$, величина указанных всплесков, по-видимому, меньше, нежели у линий, возникающих целиком в протуберанце. Наличие лишь единичных всплесков свидетельствует о том, что скорости нетепловых движений, если и могут превысить скорость теплового движения, то незначительно.

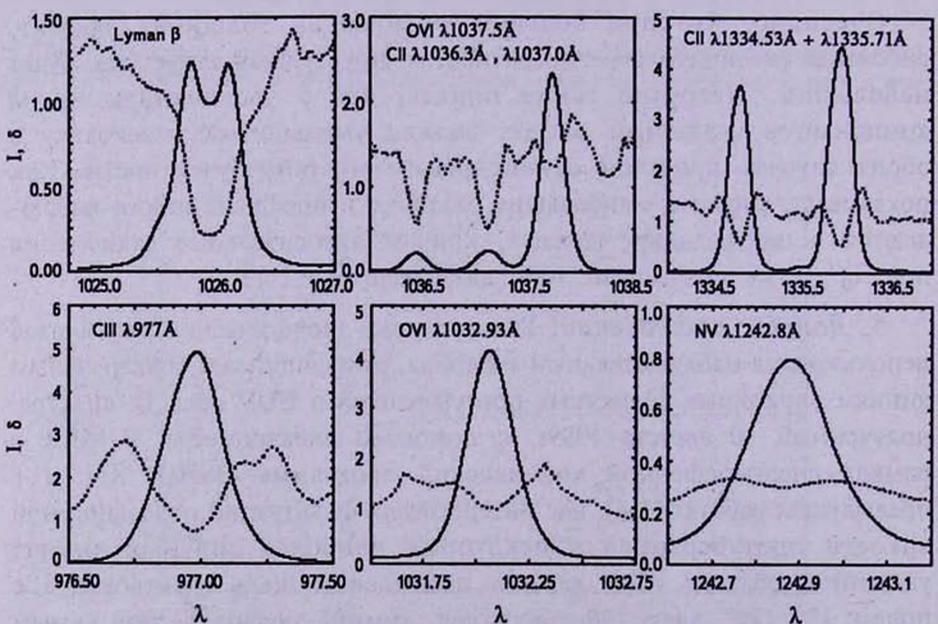


Рис.6. Среднестатистические профили (сплошные кривые) и соответствующие ОСО (пунктир) ряда относительно сильных EUV линий солнечного протуберанца, наблюдаемого 10 августа 1999г. в рамках космической программы SoHO.

6. ***Заключительные замечания.*** Полученные в работе результаты показывают, что движения материи в многокомпонентной стохастической атмосфере отражаются не только на профилях наблюдаемых спектральных линий, но и на ОСО измеряемых интенсивностей. Специфические свойства частотной зависимости ОСО для линий с различной эффективной температурой образования и сред различной структуры предоставляют дополнительную информацию при интерпретации излучения тех или иных объектов. При относительно небольших нетепловых скоростях развитая теория позволяет получить количественные оценки для геометрических и физических параметров среды. Особенно просто обстоит дело, когда величина указанных скоростей невелика по сравнению с тепловой скоростью. Этот случай заслуживает дальнейшего и всестороннего изучения с целью получения количественных оценок при интерпретации наблюдаемых спектров. Развитие теории в данном направлении представляет несомненный интерес и с точки зрения переноса излучения в турбулентной среде.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: narthur@bao.sci.am

# SPECTRAL LINES FORMATION IN A DYNAMICALLY ACTIVE STOCHASTIC AND MULTICOMPONENT ATMOSPHERE

A.G.NIKOGHOSSIAN

The paper is devoted to determination of the mean statistical quantities describing the line-radiation of a dynamically active stochastic and multicomponent atmosphere. We treat the lines in LTE for which the effects of multiple scattering may be ignored. Two types of problems are considered. In the first of them, the realization of a certain value of the non-thermal velocity is supposed to be dependent on the type of structural elements while in the second one such dependence is absent, i.e. random values of the velocity are distributed according to some distribution law common for all components. Special emphasis is given to determining the relative mean square deviation (RelMSD) for intensity of the observed radiation A distinguishing feature of the RelMSD of the intensity of radiation formed in a dynamically active stochastic atmosphere is shown to be the local "splashes" (maxima) in the wings of the line. The theoretical results of the paper are compared with data of spectral observations obtained for solar quiescent prominences in the framework of the SoHO space mission.

Key words: *Spectra: line: formation*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **45**, 273, 2002.
2. *А.Г.Никогосян*, *Ж.Абударам*, *З.Мурадян*, Астрофизика, **48**, 303, 2005.
3. *A.G.Nikoghossian*, *S.Pojoga*, *Z.Mouradian*, Astron. Astrophys., **325**, 813, 1997.
4. *A.G.Nikoghossian*, *S.Pojoga*, *Z.Mouradian*, Astron. Astrophys., **342**, 785, 1998.
5. *A.G.Nikoghossian*, *Z.Mouradian*, Astron. Astrophys., **360**, 1086, 2000.
6. *L.E.Cram*, Sol. Phys., **22**, 375, 1972.
7. *M.Juvela*, *P.Padovan*, Astron. Astrophys., **397**, 201, 2003.
8. *M.Juvela*, Astron. Astrophys., **322**, 943, 1997.
9. *P.Madau*, Astrophys. J., **441**, 18, 1995.
10. *E.Tandberg-Hanssen*, The Nature of Solar Prominences, Kluver, Dordrecht, 1995.
11. *J.T.Jefferies*, *C.Lindsey*, Astrophys. J., **335**, 372, 1988.
12. *А.Т.Баруча-Рид*, Элементы теории марковских процессов и их приложения, Наука, М., 1969.
13. *G.Traving*, Astrophys. J., **60**, 167, 1964.
14. *M.Auvergne*, *H.Frisch*, *Ch.Froeschle*, *A.Pouquet*, Astron. Astrophys., **29**, 93, 1973.
15. *E.Hundt*, Astron. Astrophys., **29**, 17, 1973.
16. *H.P.Gail*, *E.Sedlmayr*, Astron. Astrophys., **36**, 17, 1974.
17. *C.Magnan*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **16**, 281, 1976.
18. *H.P.Gail*, *E.Sedlmayr*, *G.Traving*, Astron. Astrophys., **46**, 441, 1976.