

DOI: 10.54503/0571-7132-2023.66.2-285

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ, ОСВЕЩАЕМОЙ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ЭНЕРГИИ

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 26 апреля 2023

Рассматривается влияние неоднородности рассеивающей и поглощающей среды конечной толщины на эволюцию спектральных линий, возникающих при освещении ее нестационарными источниками энергии. Особое внимание уделяется роли рассеяния в непрерывном спектре. Принимается, что неоднородность обусловлена изменением коэффициента рассеяния с глубиной, которое может быть как возрастающим, так и убывающим, при приближении к освещаемой границе. Изучаются два типа нестационарности внешнего источника энергии, имеющие форму $\delta(t)$ - функции Дирака и $H(t)$ - функции единичного скачка Хевисайда. Исследуется вопрос об использовании наблюдаемых изменений профилей спектральных линий по времени для определения их оптических характеристик, частотной зависимости внешних источников энергии, а также физических свойств самой освещаемой среды.

Ключевые слова: неоднородная атмосфера: распределение плотности вероятности: кумулятивная функция распределения: эволюция профилей спектральных линий

1. *Введение.* В работе [1] описан метод решения задач переноса излучения в частотах спектральных линий, образуемых в средах под воздействием источников энергии, зависящих от времени. Он основан на построении решения соответствующей стационарной задачи в виде рядов Неймана с использованием так называемого метода инвариантного погружения [2-4] и полученных в [5] рекуррентных соотношений. При этом предлагался способ, позволяющий определить функции распределения вероятностей тех или иных наблюдаемых величин с учетом обеих причин траты времени фотонами в процессе диффузии в среде. Сопоставление временных изменений профилей спектральных линий, получаемых в результате теоретического рассмотрения той или иной конкретной задачи с наблюдаемыми изменениями, дает представление как об источниках действующих источников, так и о физических свойствах самой среды. В связи с этим возникает необходимость в предварительном теоретическом исследовании влияния различных факторов, таких как локальные оптические свойства среды, ее толщина, локализация и характер внешних источников энергии, специфика процесса диффузии линейчатого

излучения, неоднородность среды и т.д. на изменения во времени различных наблюдаемых величин. Часть указанных факторов обсуждалась в последних наших работах, из которых помимо [1] отметим работу [6], где на примере полностью некогерентного рассеяния рассматривается роль закона перераспределения излучения по частотам в эволюции линейчатого спектра в процессе диффузии в среде.

Цель настоящей работы выявить влияние неоднородности среды на эволюцию спектральных линий. Очевидно, что в действительности каждое из локальных оптических свойств среды может меняться от точки к точке в ней. Особую важность при этом представляет изменение с глубиной в среде вероятности переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния λ , от которой в значительной степени зависит поведение наблюдаемой спектральной линии в течение времени. Учет неоднородности среды такого типа, наряду с его важностью, является, по-видимому, и более сложным с точки зрения его теоретической реализации. Для более ясного представления получаемых результатов характеристики непрерывного спектра, такие как коэффициенты поглощения и рассеяния, в работе считаются независимыми от оптической глубины, несмотря на то, что их учет не приводит к каким-либо принципиальным трудностям.

Структура работы следующая: второй раздел посвящен постановке соответствующей стационарной задачи с описанием типа рассматриваемой неоднородности. В следующем разделе строятся ряды Неймана для наблюдаемых величин, позволяющие выявить эволюцию спектральных линий. Следующие разделы работы посвящены решению нестационарной задачи и обсуждению ее следствий. Полученные результаты подытоживаются в заключительном разделе.

2. Коэффициент переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния. Известно, что при определенных физических условиях и переходах между энергетическими уровнями, помимо спонтанных переходов, приходится принимать во внимание также переходы, обусловленные столкновениями. В общем случае последние могут происходить как с верхнего уровня на нижний уровень, так и в обратном направлении. В рамках двухуровневой модели мы ограничимся рассмотрением относительно более простого случая, когда преимущественную роль играют столкновительные переходы типа $2 \rightarrow 1$. Такое имеет место при относительно низких температурах и достаточно высоких концентрациях свободных электронов. Примером могут служить, например, проявляющие нестационарность сверхгиганты ранних типов как с водородными, так и с гелиевыми атмосферами [7,8]. Поскольку данные условия могут меняться, например, с изменением степени ионизации с глубиной, то, естест-

венно, будет меняться и значение коэффициента λ , для которого можно написать

$$\lambda(\tau) = \frac{A_{21}}{A_{21} + n_e(\tau)\kappa_{21}(\tau)} = \frac{1}{1 + \frac{n_e(\tau)}{A_{21}}\kappa_{21}(\tau)}, \quad (1)$$

где A_{21} - эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода, τ - оптическая глубина в атмосфере, n_e - электронная плотность. Далее (см., например, [9])

$$\kappa_{21}(\tau) = 8.63 \cdot 10^{-6} \Omega_{21} / g_2 T^{1/2}(\tau), \quad (2)$$

где T - температура, g_2 - статистический вес верхнего уровня и Ω_{21} - так называемая, сила столкновений (collision strength), являющаяся обычно величиной порядка нескольких единиц.

Ниже мы ограничимся исследованием простейших двух случаев, когда функциональная зависимость второго слагаемого в знаменателе (1) задается экспоненциальным законом, независимо от того, растет или убывает коэффициент рассеяния с глубиной в атмосфере. Задача при такой постановке заслуживает особое внимание также в связи с тем, что соответствующие им задачи переноса излучения в среде конечной толщины удастся решить аналитически в замкнутом виде, что в значительной мере способствует контролю точности получаемых результатов. Их простейшие скалярные аналоги были рассмотрены нами в [10]. В заключение данного раздела отметим, что дальнейшее изложение при необходимости может быть легко обобщено, если принимать в расчет также удары первого рода.

3. Постановка и решение стационарной задачи. Рассмотрим для простоты одномерную рассеивающую и поглощающую атмосферу оптической толщины τ_0 , измеряемой в центре спектральной линии, которая со стороны границы $\tau = \tau_0$ освещается излучением единичной интенсивности в непрерывном спектре. Падающие кванты подвергаются в среде поглощению и рассеянию как в частотах спектральной линии, так и в непрерывном спектре. В обоих случаях рассеяние предполагается монохроматическим. Такое приближение позволяет, отвлекаясь от эффектов перераспределения по частотам, отчетливо выявить влияние неоднородности среды, а также рассеяния в континууме на различные характеристики наблюдаемых спектральных линий и их эволюцию.

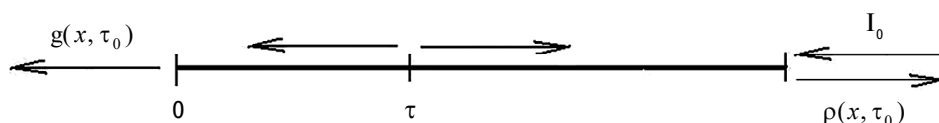


Рис.1. Схематическое изображение процесса диффузного отражения и пропускания средой конечной оптической толщины.

Глобальные оптические свойства атмосферы в различных частотах описываются, как обычно, коэффициентами отражения $\rho(x, \tau_0)$ и пропускания $q(x, \tau_0)$. Безразмерная частота x отсчитывается от центра спектральной линии в единицах доплеровских полуширин.

Применяя метод инвариантного погружения, для определения упомянутых функций, приходим к следующей нелинейной системе дифференциальных уравнений

$$\frac{d\rho}{d\tau_0} = -2\nu(x)\rho(x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)\alpha(x) + \gamma}{2} [1 + \rho(x, \tau_0)]^2, \quad (3)$$

$$\frac{dq}{d\tau_0} = -\nu(x)q(x, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)\alpha(x) + \gamma}{2} q(x, \tau_0) [1 + \rho(x, \tau_0)], \quad (4)$$

с начальными условиями $\rho(x, 0) = 0$, $q(x, 0) = 1$, где δ - дельта-функция Дирака. В уравнениях приняты обозначения: $\alpha(x)$ - профиль коэффициента поглощения в спектральной линии, которая при ниже приводимых расчетах принимается доплеровской, β и γ представляют собой отношения коэффициентов соответственно поглощения и рассеяния в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центре линии и $\nu(x) = \alpha(x) + \beta + \gamma$. При развитом нами теоретико-групповом подходе основными величинами, характеризующими глобальные оптические свойства среды, являются функции $P(x, \tau_0) = 1/\rho(x, \tau_0)$ и $S(x, \tau_0) = \rho(x, \tau_0)/q(x, \tau_0)$ (см. [10]), для которых уравнения (3) и (4) записываются в виде

$$\frac{1}{\nu(x)} \frac{dP}{d\tau_0} = m(x, \tau_0)P(x, \tau_0) - n(x, \tau_0)S(x, \tau_0), \quad (5)$$

$$\frac{1}{\nu(x)} \frac{dS}{d\tau_0} = n(x, \tau_0)P(x, \tau_0) - m(x, \tau_0)S(x, \tau_0), \quad (6)$$

где $m(x, \tau_0) = 1 - n(x, \tau_0)$, $n(x, \tau_0) = \tilde{\lambda}(x, \tau_0)/2$ и $\tilde{\lambda}(x, \tau_0) = [\lambda(\tau_0)\alpha(x) + \gamma]/\nu(x)$.

Повторное дифференцирование системы уравнений (5), (6) по τ_0 приводит к следующей паре дифференциальных уравнений второго порядка:

$$\frac{d^2P}{d\tau_0^2} - \frac{\tilde{\lambda}'(x, \tau_0)}{\tilde{\lambda}(x, \tau_0)} \frac{dP}{d\tau_0} - \left[(1 - \tilde{\lambda}(x, \tau_0))\nu^2(x) - \frac{\tilde{\lambda}'(x, \tau_0)}{\tilde{\lambda}(x, \tau_0)} \nu(x) \right] P(x, \tau_0) = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d^2S}{d\tau_0^2} - \frac{\tilde{\lambda}'(x, \tau_0)}{\tilde{\lambda}(x, \tau_0)} \frac{dS}{d\tau_0} - \left[(1 - \tilde{\lambda}(x, \tau_0))\nu^2(x) + \frac{\tilde{\lambda}'(x, \tau_0)}{\tilde{\lambda}(x, \tau_0)} \nu(x) \right] S(x, \tau_0) = 0. \quad (8)$$

Нас интересуют классы решений уравнений (7) и (8), относящиеся к случаям, когда выражения в квадратных скобках превращаются тождественно в нуль при произвольных значениях частоты и оптической толщины. Это позволяет понижением порядка уравнений получить искомые решения в явном виде. Данные классы соответствуют величинам $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ вида

$$\tilde{\lambda}(x, \tau_0) = \left[1 + a(x)e^{\mp v(x)\tau_0} \right]^{-1}, \quad (9)$$

где

$$a(x) = \frac{1 - \tilde{\lambda}(x, 0)}{\tilde{\lambda}(x, 0)} = \frac{(1 - \lambda(0))\alpha(x) + \beta}{\lambda(0)\alpha(x) + \gamma}. \quad (10)$$

Как видим, функциональный вид коэффициента рассеяния соответствует сформулированной здесь физической задаче. Получаемые в результате уравнения легко решаются аналитически, аналогично тому, как это показано в [10] при скалярной постановке задачи. В данной работе изучаемые оптические характеристики атмосферы ищутся в виде рядов Неймана, поэтому аналитические результаты могут являться лишь контролем точности при численных расчетах

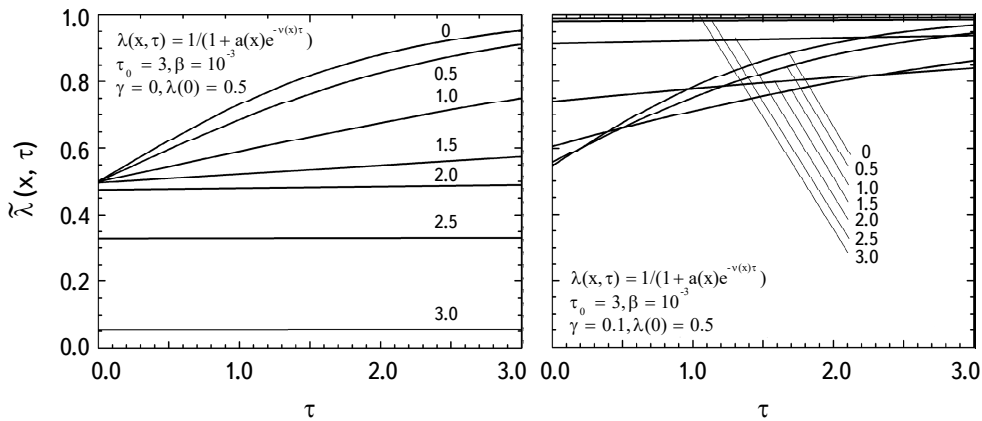


Рис.2. Функция $\tilde{\lambda}(x, 0)$, определяющая характер диффузии линейчатого излучения в среде первого типа с оптической толщиной $\tau_0 = 3$ при заданных значениях параметров, описывающих ее локальные оптические свойства. Числа при кривых обозначают безразмерные частоты.

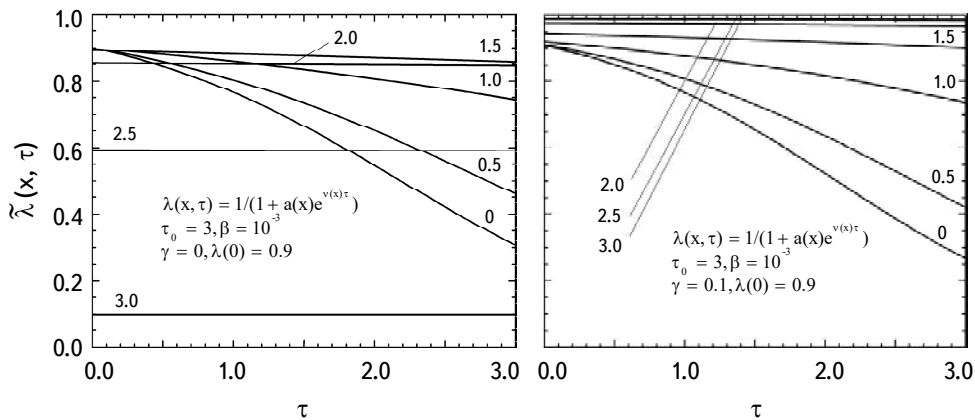


Рис.3. То же, что на рис.1, для среды второго типа той же оптической толщины и для тех же частот.

и потому на них здесь мы не остановимся. Задавая значение коэффициента рассеяния на границе среды $\tau = 0$, можно выбрать функцию $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ того или иного вида, исходя из соображений наглядного представления влияния неоднородностей среды на эволюцию спектральных линий. Будут рассмотрены две задачи, различающиеся друг от друга функциональной зависимостью указанной величины от оптической глубины. В одном случае $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ возрастает с увеличением оптической толщины (рис.2), где принято $\lambda(0) = 0.5$, в другом - убывает (рис.3) и $\lambda(0) = 0.9$.

Приведенные на рисунках кривые показывают, что изменения $\tilde{\lambda}(x, \tau)$ с глубиной, как и следовало ожидать, в основном происходят в центральных частотах спектральной линии, там где роль многократного рассеяния велика. Сравнение кривых на рядом находящихся панелях показывает существенную роль рассеяния в непрерывном спектре в крыльях линии, где оптическая толщина в линии мала и рассеянием в линии можно пренебречь. Следует заметить, что приведенные значения оптических параметров, характеризующих рассеивающую и поглощающую среду, выбраны нами из соображений дальнейшего использования получаемых результатов в конкретных астрофизических задачах. Так, например, выбранное значение оптической толщины соответствует примерно той величине, выше которой получаемые результаты выходят на асимптотическое плато. При более низких значениях роль многократного рассеяния была бы естественно приуменьшена. Также для наглядного представления роли рассеяния в континууме выбрано несколько большее, чем встречается обычно на практике, значение параметра γ .

4. Ряды Неймана. Подход к решению зависящих от времени задач теории переноса излучения, основанный на построении рядов Неймана, разрабатывался в работах [11-14]. В простейших модельных задачах указанные ряды представляют собой разложения искомых решений по степеням вероятности переизлучения квантов при элементарном акте рассеяния. Физический смысл каждого слагаемого рядов, очевидно, такой же, как у искомой величины, однако относится к определенному количеству актов рассеяния. В рассматриваемой нами задаче образования спектральных линий в неоднородной среде указанные ряды не являются степенными:

$$\rho(x, \tau_0) = \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n(x, \tau_0), \quad q(x, \tau_0) = \sum_{n=0}^{\infty} q_n(x, \tau_0), \quad (11)$$

однако метод их построения такой же, как и в рассмотренных нами в [1,5,6] задачах. Суть способа заключается в построении соответствующих рекуррентных соотношений с использованием метода инвариантного погружения, при котором предварительно вычисляются первые члены рядов, не связанные с двукратным отражением. Мы имеем

$$\rho_1(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \tilde{\lambda}(x, \tau) e^{-2\nu(x)(\tau_0 - \tau)} \nu(x) d\tau, \quad (12)$$

$$\rho_2(x, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} \tilde{\lambda}(x, \tau) \rho_1(x, \tau) e^{-2\nu(x)(\tau_0 - \tau)} \nu(x) d\tau, \quad (13)$$

$$q_0(x, \tau_0) = e^{-\nu(x)\tau_0}, \quad q_1(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \tilde{\lambda}(x, \tau) q_0(x, \tau) e^{-\nu(x)(\tau_0 - \tau)} \nu(x) d\tau, \quad (14)$$

$$q_2(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \tilde{\lambda}(x, \tau) q_1(x, \tau) e^{-\nu(x)(\tau_0 - \tau)} \nu(x) d\tau \quad (15)$$

Приведенные формулы имеют прозрачный физический смысл и могут быть написаны непосредственно. Остальные члены рядов, ρ_n и q_n , выражаются через вспомогательные функции Φ_n и Ψ_n согласно формулам

$$\rho_n(x, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} \Phi_n(x, \tau) e^{-2\nu(x)(\tau_0 - \tau)} \nu(x) d\tau, \quad (16)$$

$$q_n(x, \tau_0) = \int_0^{\tau_0} \Psi_n(x, \tau) e^{-\nu(x)(\tau_0 - \tau)} \nu(x) d\tau. \quad (17)$$

Последние, в свою очередь, выражаются через предыдущие, уже найденные, члены соответствующих рядов

$$\Phi_n(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \tilde{\lambda}(x, \tau_0) \left[\rho_{n-1}(x, \tau_0) + \sum_{k=1}^{n-2} \rho_k(x, \tau_0) \rho_{n-k-1}(x, \tau_0) \right], \quad n > 2, \quad (18)$$

$$\Psi_n(x, \tau_0) = \frac{1}{2} \tilde{\lambda}(x, \tau_0) \left[q_{n-1}(x, \tau_0) + \sum_{k=1}^{n-2} q_k(x, \tau_0) \rho_{n-k-1}(x, \tau_0) \right], \quad n > 2. \quad (19)$$

Как мы видим каждый шаг итерационного процесса сопровождается вычислением интегралов (16) и (17). Сходимость рядов Неймана при заданной частоте, разумеется зависит от оптической толщины среды и значения коэффициента рассеяния. Очевидно также, что наиболее быстрая сходимость происходит в крыльях линии, где среда относительно прозрачна и количество рассеяний, претерпеваемых квантами, мало. В рассматриваемой нами задаче толщина среды относительно невелика, поэтому даже в центральных частотах число итераций, в зависимости от требуемой точности, оказывается порядка 6-8.

5. Временные изменения глобальных оптических характеристик среды. Наличие рядов Неймана позволяет построить решения задач об образовании спектральных линий в средах, освещаемых нестационарными источниками энергии. Как и в работах [1,6], мы ограничимся рассмотрением

внешних источников энергии двух типов, а именно, источников формы $\delta(t)$ -образного пульса и формы, задаваемой формулой Хевисайда $H(t)$ для единичного скачка. Зная решения задач указанных двух типов, ввиду их линейности несложно построить решения и для источников с более сложными распределениями во времени.

Как известно (см., например, [15]), время, затрачиваемое квантами в процессе диффузии в среде состоит из двух составляющих: t_1 - времени, теряемого на пребывание атома в возбужденном состоянии, и t_2 - времени, необходимого на прохождение пути между двумя последовательными актами рассеяния. При решении зависящих от времени задач переноса излучения в линии чаще всего ограничивались учетом либо первой из указанных причин, либо - второй. Более простой первый случай сводится, по сути, к определению среднего числа рассеяний. Относительно сложным является второй случай, который рассматривался различными авторами разными методами [15-18], в частности, с использованием преобразования Лапласа. Однако даже здесь результирующие уравнения, несмотря на их внешнее сходство с аналогичными уравнениями в стационарных задачах, сталкиваются с значительными трудностями при их численном решении.

Имея в распоряжении решение стационарной задачи в виде рядов Неймана, несложно построить, как было показано в [1,5,6], соответствующие решения рассматриваемых нами нестационарных задач:

$$\rho(x, \tau_0) = \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n(x, \tau_0) F_n(z), \quad q(x, \tau_0) = \sum_{n=1}^{\infty} q_n(x, \tau_0) F_n(z), \quad (20)$$

где

$$F_n(z) = \frac{z^{2n-1}}{(2n-1)!} e^{-z}, \quad n=1, 2, \dots \quad (21)$$

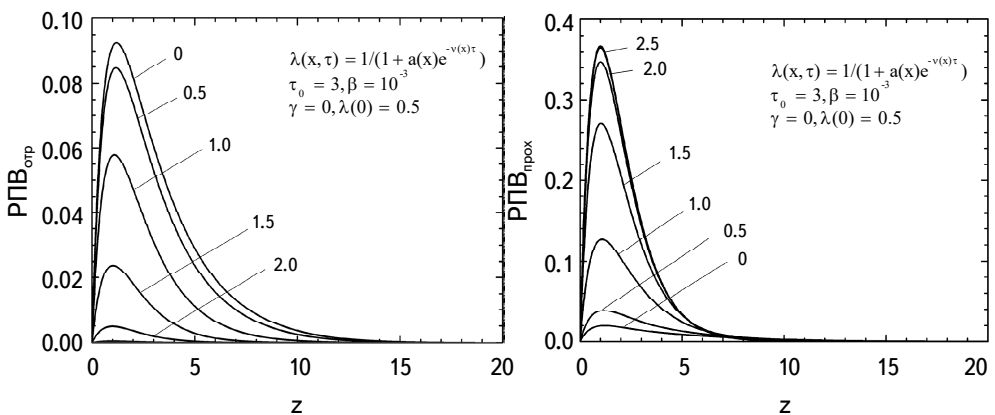


Рис.4. Распределения плотности вероятностей (РПВ) отражения (слева) и прохождения (справа) для разных частот и отмеченных значений исходных параметров.

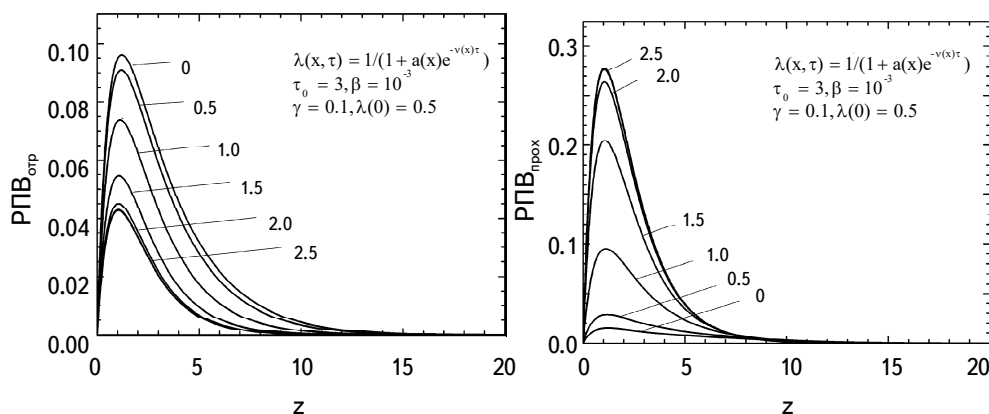


Рис.5. То же, что на рис.4, с учетом роли рассеяния в континууме.

так называемые распределения Эрланга- n . Безразмерная временная переменная $z = t/\bar{t}$ измеряется в единицах $\bar{t} = t_1 t_2 / (t_1 + t_2)$. Физический смысл слагаемых в рядах (20) очевиден: они описывают плотность вероятности выхода кванта через одну из границ в результате определенного количества n рассеяний. Типичные примеры функций плотности вероятностей (РПВ - PDF, probability density function) приведены на рис.4, 5.

Распределения плотности вероятностей содержат богатую информацию о физических свойствах среды и оптических характеристиках самих эволюционирующих спектральных линий, независимо от того, в результате отражения или прохождения они наблюдаются. Кривые построены в предположении, что среда освещается излучением единичной интенсивности в непрерывном спектре. Важнейшими параметрами указанных распределений являются локализация максимума и его величина, длительность процесса эволюции, темпы подъема и спуска кривых, доли энергии, излучаемые до и после максимума и т.д.

Максимальное значение кривых достигается при $z=1$, что обусловлено свойством функций $F_n(z)$. Сопоставление данного значения с реальным временем, при котором достигается максимум в той или иной спектральной линии, позволяет определить $\bar{t}$, что, в свою очередь, предоставляет принципиальную возможность составить представление о плотности и, в общем случае, также о степени ионизации атомов (ионов) данного элемента. Это позволяет определить оптическую толщину среды в данной линии, что, в свою очередь, дает возможность сравнением наблюдаемого профиля с теоретическим оценить значение величины коэффициента рассеяния. Что же касается величины максимального значения, то она в общем случае зависит от целого ряда параметров, из которых наибольшее влияние оказывают коэффициенты рассеяния в спектральной линии и в непрерывном спектре. Влияние последнего

легко обнаружить, сравнивая правые панели рис.4 и 5. С другой стороны, сравнение левых панелей указывает на дополнительную непрерывную эмиссию, обусловленную рассеянием в континууме. Следует также отметить, что величины наблюдаемых значений максимумов у различных линий, ввиду линейности задачи, позволяют определить отличие интенсивности падающего на среду излучения от единицы, принятого в нашей задаче. Другими словами, обладая результатами наблюдений для различных спектральных линий, можно составить представление о частотной зависимости энергии, падающей на среду.

Аналогичные кривые можно построить и для второго из распределений (9) величины $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ по глубине, при которой картина, как мы убедимся ниже, более сложная для подобного анализа. В заключение раздела отметим различие в длительности процесса для линий, возникающих при отражении от среды и при прохождении через нее. Естественно, она короче для вторых из указанных линий, ввиду возможности квантов покинуть среду без рассеяния.

6. Эволюция профилей спектральных линий. Наглядное представление об эволюции спектральных линий в неоднородной среде можно получить из изменений их профилей в периоды до и после максимума. При этом могут быть использованы такие скалярные параметры, как эквивалентная ширина и полуширина линий, интенсивность в центре линии.

Рис.6, 7 показывают процесс появления и усиления спектральных линий до достижения своих максимальных значений. Легко обнаружить различия в скорости процесса в разных промежутках времени, протекающих с шагом $\Delta z = 0.1$. Как и следовало ожидать, дополнительная непрерывная эмиссия, появляющаяся при рассеянии в непрерывном спектре, приводит к ослаблению

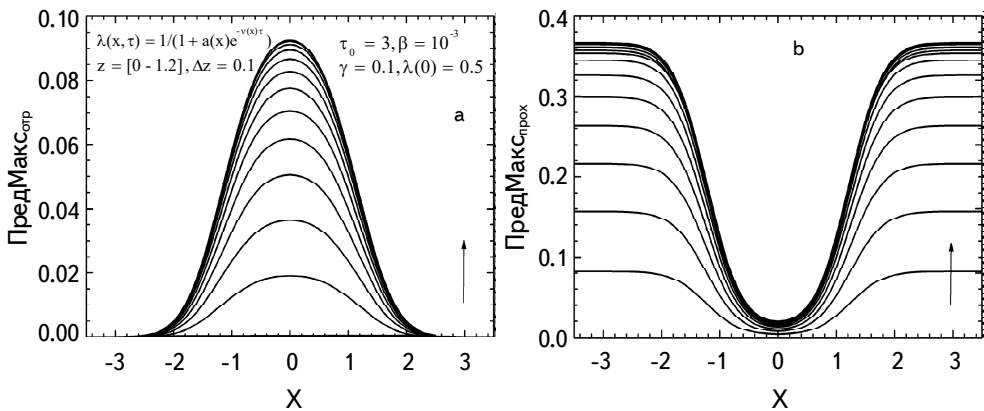


Рис.6. Эволюция профиля спектральной линии, образуемой а) при отражении от среды и б) при пропускании, до достижения РПВ своего максимального значения. Для наглядности графики снабжены стрелками, указывающими на направленность формирования линий по времени.

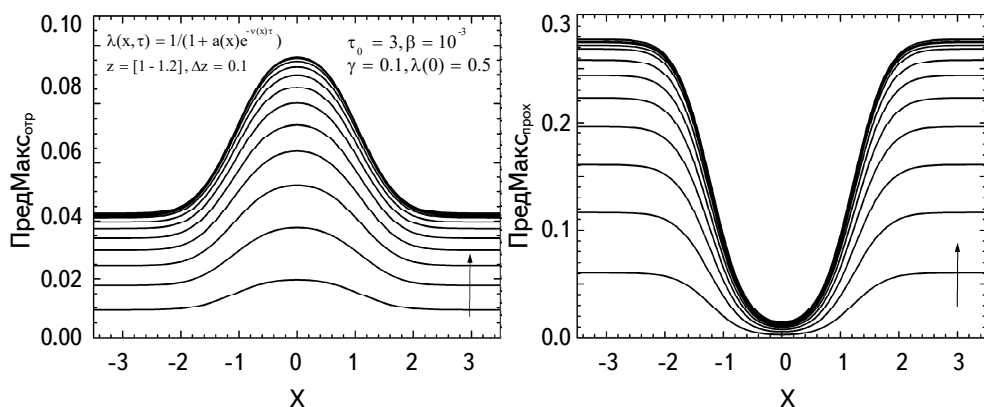


Рис.7. То же, что на рис.6 с учетом рассеяния в непрерывном спектре.

интенсивности спектральной линии, образующейся при отражении. Напомним, что до сих пор рассматривается лишь первый из намечаемых для изучения случаев неоднородности, когда процесс диффузии излучения в линии возрастает с приближением к освещаемой снаружи границе среды.

При неоднородности типа изображенной на рис.3 диффузия излучения в частотах линии более интенсивна в более глубоких относительно наблюдателя слоях атмосферы, что приводит к появлению при отражении линий особой двугорбой формы (рис.8, 9).

Также, как и при распределении первого типа, рассеяние в континууме выражается в появлении дополнительного непрерывного спектра с наложенным на него линии с двухвершинным профилем рис.9. Представляет интерес тот факт, что при больших значениях коэффициента рассеяния в континууме в

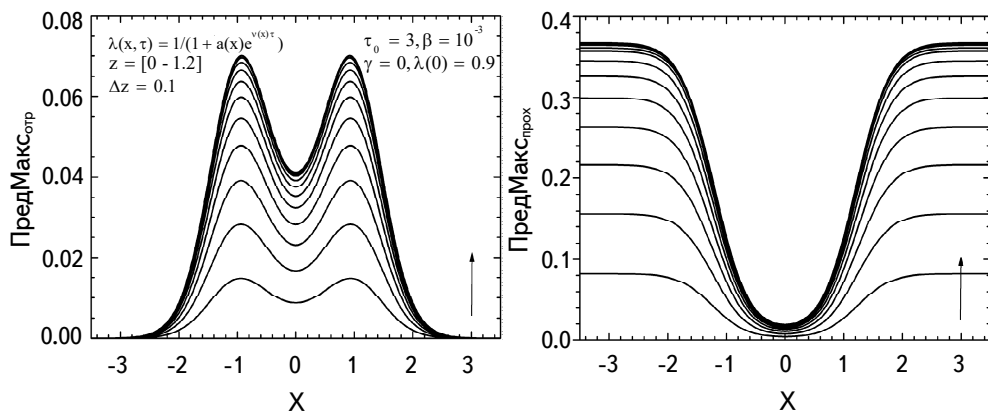


Рис.8. Профили спектральной линии, образуемых при отражении от среды и пропускании ею до достижения максимума РПВ для распределения $\tilde{\lambda}(x, \tau_0)$ второго типа в (9) без учета рассеяния в непрерывном спектре.

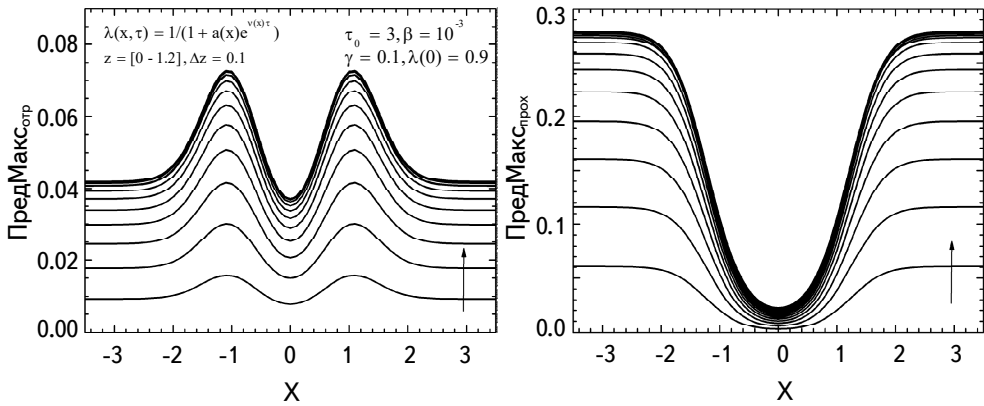


Рис.9. То же, что на рис.8, с учетом рассеяния в непрерывном спектре.

центральной частоте может наблюдаться узкая линия поглощения. По величине центрального провала в максимуме можно судить о перепаде роли рассеяния при переходе с глубоких слоев к освещаемой границе.

После достижения максимума спектральная линия начинает ослабевать, проходя примерно те же этапы, что при подъеме, но гораздо медленнее. Типичный пример ослабления линии после максимума приведен на рис.10, для построения которого принято $\Delta z = 1$, что на порядок превосходит значение аналогичной величины, принятой при описании усиления линии в пред-максимумный период. Представляет интерес тот факт, что линия, образуемая после прохождения излучения через среду, может наблюдаться в виде слабой двугорбой эмиссионной линии. Это происходит на последнем этапе перед исчезновением, когда снаружи падающее излучение практически отсутствует

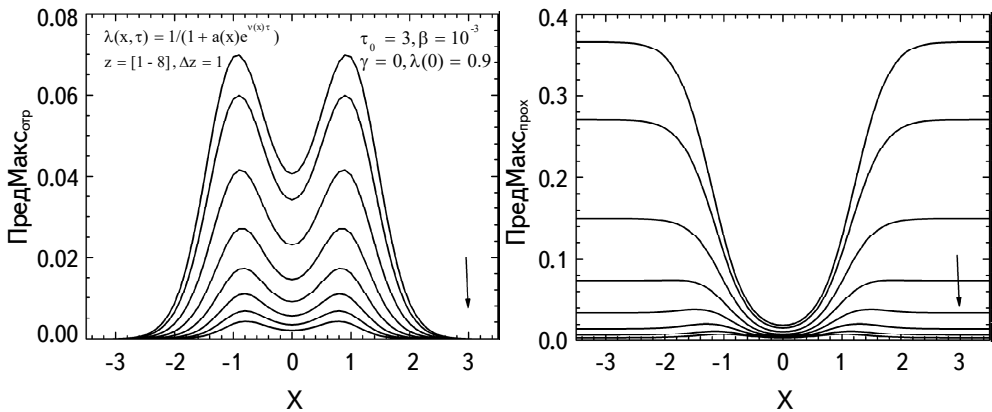


Рис.10. Эволюция профилей спектральных линий, образуемых на границах среды после максимума РПВ при отмеченных значениях важнейших параметров. Ослабление происходит примерно на порядок медленнее, нежели при усилении линий в период до максимума.

и среда излучает лишь благодаря небольшому остаточному количеству квантов, продолжающих диффундировать в среде. Примерно похожим профилем обладает и несколько более сильная линия, образуемая на противоположной границе и, по сути, в этот период различие между границами фактически исчезает. Указанный эффект проявляется тем лучше, чем выше значение параметра λ в среде (см. также [6]).

7. Эволюция спектральных линий при освещении среды источниками формы единичного скачка. В настоящем разделе рассмотрим процесс возникновения и установления стационарного режима для спектральной линии при длительном воздействии постоянного источника освещения единичной интенсивности (формы $H(t)$ - функции Хевисайда). Процесс описывается, так называемой, кумулятивной функцией распределения (КФР), описывающей эволюцию профилей линий до некоторого определенного момента времени z_0 . На рис.11, 12 приводятся графики указанной функции для спектральных линий, образованных на обеих границах среды для рассмотренных в работе двух распределений коэффициента рассеяния по глубине. Уже поверхностное их рассмотрение позволяет сделать ряд важных заключений. Прежде всего, в согласии с замечаниями, сделанными в предыдущих разделах, линии, возникающие при отражении от среды, устанавливаются позже, нежели те, которые возникают после прохождения падающего излучения на среду.

Далее, нетрудно заметить, что различные части профилей линий также устанавливаются с различной скоростью. Действительно, крылья линий в спектрах устанавливаются, в среднем, раньше их ядер. В общей сложности, линии, как те, так и другие, устанавливаются примерно в течение промежутка

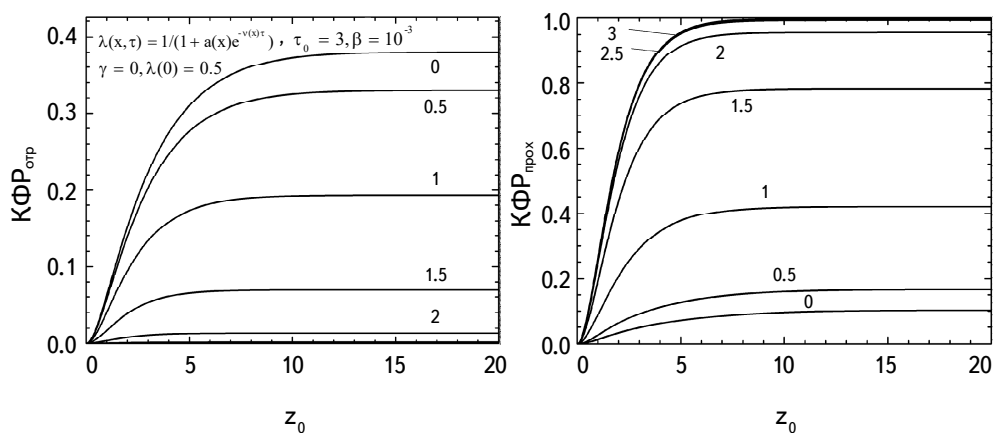
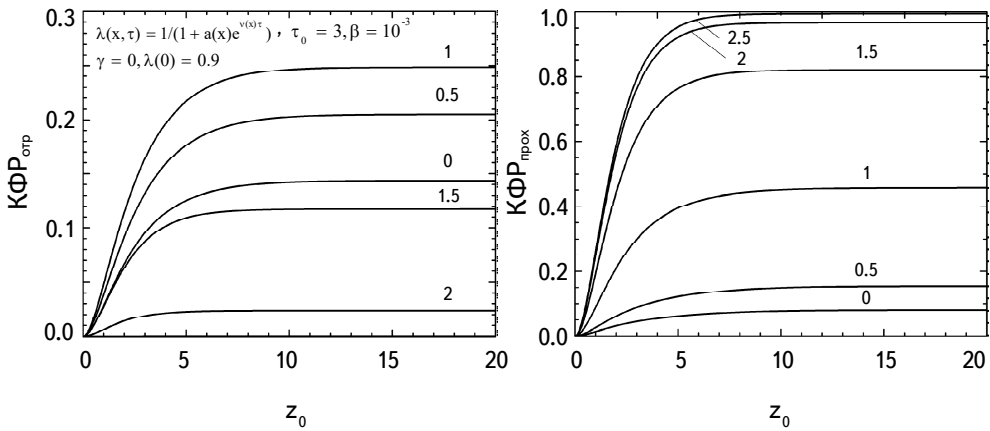


Рис.11. Эволюция спектральной линии, образуемой при отражении (слева) и прохождении (справа) в разных ее частотах за время z_0 при $\lambda(0) = 0.5$.

Рис.12. То же, что на рис.11 для $\lambda(0) = 0.9$.

времени $5 \leq z_0 \leq 10$. Очевидно также, что для заданной среды профили линий, образующиеся преимущественно в результате рассеяния, устанавливаются позже других. Ввиду линейности задачи, профили линий, полученные в результате насыщения, должны с точностью до постоянного множителя совпадать с решениями соответствующих стационарных задач переноса излучения. Значение же самого множителя определяет интенсивность излучения, падающего на среду в действительности. Это позволяет по наблюдаемым изменениям спектральных линий составить представление о частотном распределении падающей извне энергии.

8. Заключение. В работе изучается еще один важный аспект в начатом в [1,5,8] исследовании временных изменений спектров, обусловленных нестационарностью лучистой энергии, излучаемой внешними источниками. Рассмотрено влияние неоднородности среды на временные изменения спектральных линий, образуемых при выходе из поглощающей и рассеивающей среды конечной оптической толщины. При этом особое внимание уделялось рассеянию в непрерывном спектре, играющего особо важную роль в целом ряде нестационарных астрофизических явлений. Показано, что при определенных законах изменения коэффициента рассеяния с глубиной в среде при отражении от нее образуются эмиссионные линии с специфическим двугорбым профилем. Появление дополнительной непрерывной эмиссии при отражении от среды сопровождается ослаблением эмиссионных линий, а также абсорбционных линий, образующихся при прохождении излучения через среду. В общей сложности, динамические характеристики эволюции спектров, наблюдаемых на границах среды, содержат достаточно богатую информацию как о физических свойствах и геометрических параметрах среды, так и об оптических параметрах изучаемых спектральных линий и континуума.

Калибровка профилей линий абсорбционного спектра в далеких крыльях позволяет определить спектральную зависимость падающего на среду непрерывного излучения. В свою очередь, длительность процесса эволюции спектров при рассмотренных энергетических источниках формы $\delta(t)$ - функции Дирака и $H(t)$ - функции единичного скачка Хевисайда позволяют судить об уровне диффузии излучения в среде и возможном его перераспределении по частотам. Выбранные в работе для иллюстрации законы, определяющие неоднородность рассеивающей и поглощающей способности оптически активной среды, соответствуют некоторым частным физическим условиям, осуществляющимся при определенных условиях в различных астрофизических объектах. В то же время метод, применяемый в работе и основанные на нем рассуждения, легко могут быть обобщены при обращении к относительно более общим и реалистичным модельным задачам.

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

SPECTRAL LINES EVOLUTION IN AN INHOMOGENEOUS ATMOSPHERE ILLUMINATED BY NON-STATIONARY ENERGY SOURCES

A.G.NIKOGHOSSIAN

The effect of inhomogeneity of a scattering and absorbing medium of finite thickness on the evolution of spectral lines arising when it is illuminated by non-stationary energy sources is considered. Special attention is paid to the role of scattering in a continuous spectrum. It is assumed that the inhomogeneity is due to changes in the scattering coefficient with depth, which may be either increasing or decreasing as one approaches the illuminated boundary. The non-stationarity of the extrinsic energy source of two types is studied: the Dirac $\delta(t)$ - function form and the Heaviside $H(t)$ - unit jump function. The question of using the observed changes of line profiles in time to determine both their various optical characteristics and the physical properties of the radiating medium itself is investigated.

Keywords: *inhomogeneous atmosphere: probability density distribution: cumulative distribution function: evolution of spectral lines profiles*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.G.Nikoghossian*, ComBAO, **68**, Iss.1, 32, 2021.
2. *R.Bellman, H.Kagivada, S.Ueno*, J. Math. Anal. and Appl., **9**, 424, 1964.
3. *R.Bellman, J.M.Wing*, An introduction of invariant imbedding, Wiley & Sons, 1975.
4. *J.Casti, R.Kalaba*, Imbedding Methods in Applied Mathematics (Russian transl.) М., Mir, 1976.
5. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **64**, 537, 2021, (Astrophysics, **64**, 490, 2021).
6. *A.G.Nikoghossian*, ComBAO, **69**, Iss.2, 140, 2022.
7. *В.А.Амбарцумян*, Труды АО ЛГУ, **23**, 6, 1938.
8. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **63**, 611, 2020, (Astrophysics, **63**, 534, 2020).
9. *В.В.Соболев*, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1985.
10. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **47**, 123, 2004, (Astrophysics, **47**, 104, 2004).
11. *M.Matsumoto*, Publ. Astron. Soc. Japan, **19**, 163, 1967.
12. *M.Matsumoto*, Publ. Astron. Soc. Japan, **19**, 434, 1967.
13. *M.Matsumoto*, J.Math. Anal. and Appl., **51**, 403, 1976.
14. *B.D.Ganapol*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **25**, 159, 1981.
15. *В.В.Соболев*, Астрон. ж., **27**, 81, 1950.
16. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
17. *И.Н.Минин*, Вестник ЛГУ, **13**, 137, 1959.
18. *И.Н.Минин*, ДАН СССР, **154**, 1059, 1964.