

Н.И. Косарев, И.М. Шкедов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БАРИЕВОМ СЛОЕ

Представлены результаты численного моделирования процесса распространения широкополосного излучения в оптически толстом плоско-параллельном бариевом слое. Описаны динамика фотоионизации атомарного, фотовозбуждения ионного слоев и свечения на резонансных переходах атома и иона бария под действием солнечного излучения.

Для исследования свойств верхней атмосферы в настоящее время широко проводятся эксперименты по созданию в ней искусственных образований (ИО). С этой целью инжектируют пары щелочных и щелочно-земельных элементов, чаще других применяется барий [1]. Под действием солнечной радиации в ИО развиваются процессы ионизации и возбуждения, которые приводят к появлению резонансно-флюоресцентного свечения на атомных и ионных линиях бария. Излучение от ИО регистрируется дистанционными оптическими методами для накопления информации о движении и изменении формы облаков, в результате обработки и анализа которой удается получить данные о высокоширотных ветрах, электромагнитных полях и явлениях массопереноса [2]. Поэтому изучение вопроса о влиянии радиации на ионизацию, возбуждение и свечение ИО является важным с точки зрения разработки методов их дистанционного зондирования, интерпретации экспериментальных данных и планирования будущих экспериментов.

Постановка задачи. Ионизация, возбуждение и свечение бариевого облака под действием широкополосного излучения зависят от динамики заселения уровней атома и иона. Поэтому необходимо построить модель атома и иона бария, которые бы учитывали достаточное число их состояний, необходимых для адекватного описания исследуемых процессов. В работе [3] было показано, что модель атома бария должна включать в себя двенадцать уровней. Количество учитываемых состояний зависит от величины сечения поглощения рассматриваемых переходов и формы спектрального распределения интенсивности солнечного света, так как именно они определяют скорости вынужденных фотопроцессов. Используя аналогичный подход к иону бария, получим, что его модель должна состоять из пяти уровней. Изменение заселенностей всех состояний атома и иона будем описывать системой балансных уравнений, учитывая следующие радиационные процессы: фотоионизацию, фотовозбуждение, фотораспад и спонтанное тушение уровней. Фотоионизация иона не учитывается, так как интенсивность солнечного света в далеком УФ-диапазоне слишком мала.

Система кинетических уравнений, описывающая динамику изменения заселенностей атомных и ионных уровней в плоскопараллельном слое, имеет вид

$$\frac{dN_j(z, t)}{dt} = - \left[R_j^f + \sum_{i=1}^{j-1} R_{ji} N_i(z, t) \right] + \sum_{k=j+1}^{n_a} R_{kj} N_k(z, t), \quad (1)$$

$$j = 1, 2, \dots, n_a;$$

$$\frac{dN_l(z, t)}{dt} = - \sum_{i=n_a+1}^{l-1} R_{li} N_i(z, t) + \sum_{k=l+1}^{n_a+n_i} R_{kl} N_k(z, t), \quad (2)$$

$$l = n_a + 2, n_a + 3, \dots, n_a + n_i;$$

$$\sum_{k=1}^{n_a+n_i} N_k(z, t) = N_0; \quad (3)$$

$$N_1(z, t) = N_0; N_m(z, 0) = 0, m = 2, 3, \dots, n_a + n_i, \quad (4)$$

где $N_m(z, t)$ — заселенность m -го уровня; z — пространственная переменная; t — время; N_0 — полное число частиц в единичном объеме; n_a и n_i — количество учитываемых атомных и ионных уровней бария; R_j^f — скорость фотоионизации атома с j -го состояния. Соотношение (3) выражает закон сохранения числа частиц. Начальные условия (4) соответствуют тому, что до облучения все атомы находятся в основном (первом) состоянии, а ионов нет и появляются они в процессе ионизации. Для скоростей радиационного возбуждения R_{kj} и распада R_{jk} соответственно имеем

$$R_{kj} = B_{kj} \tilde{J}_{kj}(z); \quad (5)$$

$$R_{jk} = B_{jk} \tilde{J}_{jk}(z) + A_{jk}. \quad (6)$$

Здесь B_{kj} , B_{jk} и A_{ik} — скорости вынужденного возбуждения, девозбуждения и спонтанного распада для перехода $j \rightarrow k$; \tilde{J}_{jk} — усредненная по частотной ν и угловой $\mu = \cos(\theta)$ (θ — угол, определяющий направление распространения фотона) переменным интенсивность излучения $I^{jk}(z, \pm\mu, \nu)$

$$\tilde{J}_{jk}(z) = \frac{1}{2I_0^{jk}} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi^{jk}(\nu) \int_{-1}^{+1} I^{jk}(z, \pm\mu, \nu) d\mu d\nu, \quad (7)$$

$\Phi^{jk}(\nu)$ — функция, описывающая контур линии поглощения; I_0^{jk} — интенсивность солнечного излучения на частоте перехода $j \rightarrow k$.

Отсюда следует, что скорости радиационных процессов в общем случае зависят от пространственной переменной z , поскольку от нее зависит интенсивность радиации $I^{jk}(z, \pm\mu, \nu)$, (см. (5)–(7)). Если поглощающий слой является оптически тонким, то $I^{jk}(z, \pm\mu, \nu)$ не зависит от z и равна I_0^{jk} . В таком случае правая часть выражения (7) тождественно равна единице и величины R_{kj} и R_{jk} — константы.

При рассмотрении оптически плотных сред, когда важны процессы распространения радиации, необходимо систему балансных уравнений (1)–(4) дополнить уравнениями переноса излучения для резонансных переходов атома и иона бария. Их конкретный вид определяется следующими физическими предположениями [4]: а) переизлучение фотонов описывается в рамках модели полного частотного перераспределения; б) контуры спектральных линий имеют доплеровскую форму; в) атомы (ионы) излучают изотропно

$$\pm \mu \frac{\partial I^{lm}(z, \pm\mu, \nu)}{\partial z} = \Phi^{lm}(\nu) \kappa_0^{lm}(N_l, N_m) [S^{lm}(N_l, N_m) - I^{lm}(z, \pm\mu, \nu)]. \quad (8)$$

Граничные условия

$$I^{lm}(0, \mu, \nu) = 0, \quad I^{lm}(L, -\mu, \nu) = \begin{cases} 0, & \mu \neq 1 \\ I_0^{lm}, & \mu = 1 \end{cases} \quad (9)$$

определяются геометрией задачи. Функция источников $S^{lm}(N_l, N_m)$ и коэффициент поглощения $\kappa_0^{lm}(N_l, N_m)$ зависят от заселенностей

$$S^{lm}(N_l, N_m) = \frac{2h\nu_{lm}^3}{c^2} \cdot \frac{N_l(z, t)}{N_m(z, t) - \frac{g_m}{g_l} N_l(z, t)}; \quad (10)$$

$$\kappa_0^{lm}(N_l, N_m) = \frac{c^2 A_{lm}}{8 \cdot \pi \cdot \nu_{lm}^2} \frac{g_l}{g_m} \left[N_m(z, t) - \frac{g_m}{g_l} N_l(z, t) \right], \quad (11)$$

где g_m , g_l — статистический вес m -го и l -го уровней; ν_{lm} — частота перехода $l \rightarrow m$; L — толщина поглощающего слоя. Для профиля линии имеем выражение

$$\Phi^{lm}(\nu) = \frac{1}{\pi^{1/2} \cdot \Delta\nu_D^{lm}} \exp \left\{ - \left[\frac{\nu - \nu_{lm}}{\Delta\nu_D^{lm}} \right]^2 \right\}, \quad (12)$$

в котором $\Delta\nu_D^{lm}$ — доплеровская ширина перехода.

Таким образом, система уравнений (1)–(4) и (8)–(9) полностью описывает динамику ионизации, возбуждения и свечения плоскопараллельного слоя паров бария под действием солнечной радиации.

Метод решения. Вводилась сетка по переменной z , для каждого узла которой в соответствии с (1)–(4) выписывалась система кинетических уравнений относительно заселенностей $N_i(z_n, t)$, где z_n — координата n -го узла. Интеграл (7) по угловой μ и частотной ν переменным заменялся суммой, с помощью квадратурных формул Лагерра и Эрмита [5]. Для полученного таким образом набора частот и углов уравнения переноса (5)–(7) решались методом Райбики в каждый момент времени t [6]. В результате получалась Задача Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений

относительно заселенностей уровней атома и иона в дискретном наборе точек по пространственной переменной z , решение которой находилось численными методами Адамса и Гира [7].

Результаты расчетов. В дальнейшем приводятся результаты численного моделирования фотоионизации и свечения слоя паров бария, начальная оптическая толщина τ_0 которого на атомном переходе с $\lambda = 5535,48 \text{ \AA}$ равнялась 10. Анализ полученных данных показывает, что на начальной стадии процесса фотоионизации атомов наблюдаются значительные градиенты в пространственном распределении интенсивности проходящего солнечного излучения на частоте указанного выше атомного перехода (см. рис. 1). Их появление вызвано тем, что оптическая толщина τ_0 , которая определяет дискретность затухания интенсивности света по пространственной переменной (см. уравнение (8)), максимальна вначале, а по мере развития ионизации уменьшается из-за ухода атомов в континуум. Поэтому в соответствии с динамикой изменения τ_0 будут наблюдаться приведенные на рис. 1 графики интенсивности проходящего излучения от координаты z для разных моментов времени t . Эти кривые указывают на сильную зависимость скоростей вынужденных радиационных процессов от пространственной переменной, что в свою очередь приводит к неоднородному распределению интенсивности рассеянного излучения и атомов (ионов) в возбужденных состояниях по слою. Конкретный вид таких зависимостей определяется двумя конкурирующими процессами: излучением (количеством излучателей, которые дают вклад в интенсивность радиации для заданной точки среды) и поглощением света при прохождении им определенного расстояния. В результате их действие должно проявиться в том, что динамика ионизации атомов и возбуждения ионов будет развиваться неодинаково в зависимости от координаты z (см. например, рис. 2, на котором изображен временной ход концентрации ионов в различных точках среды).

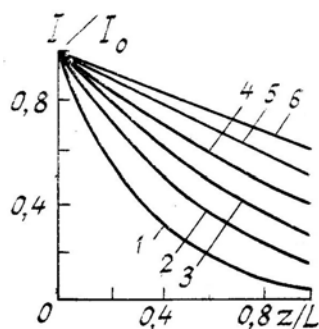


Рис. 1. Пространственное распределение интенсивности солнечного излучения на центральной частоте контура атомной линии с $\lambda = 5535,48 \text{ \AA}$ в моменты времени t : кривая 1—1 с, 2—4 с, 3—8 с, 4—12 с, 5—16 с, 6—20 с

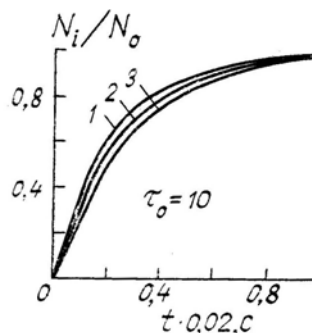


Рис. 2. Динамика изменения плотности фотоионов в различных точках слоя z/L : кривая 1—0,0; 2—0,6; 3—1,0

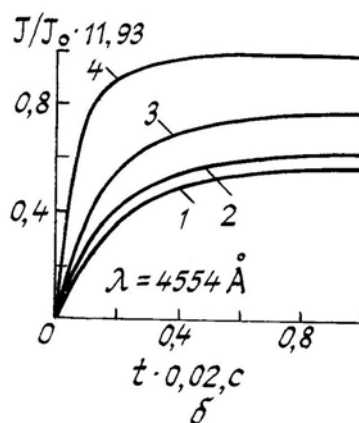
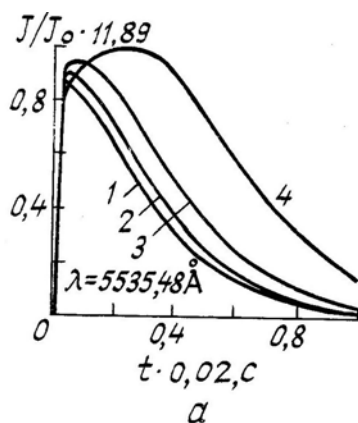


Рис. 3. Зависимость от времени интенсивности свечения атомной (а) и ионной (б) резонансных линий с теневой стороны слоя при углах θ : кривая 1— $6,2^\circ$, 2— $30,8^\circ$, 3— $55,4^\circ$, 4— $80,0^\circ$

С практической точки зрения важно знать, как ведут себя интенсивности резонансных линий атомов и ионов, которые используются в экспериментах для регистрации свечения ИО. На рис. 3 приведена динамика изменения интенсивности атомной (а) и ионной (б) линий для излучения выходящего с теневой стороны слоя под различными углами. Сравнивая кривые 1, 2, 3 и 4 на рис. 3, а, видим, что с увеличением угла максимум интенсивности смещается в область больших времен. Большие величины углов рассеяния эквивалентны рассмотрению слоев с большими оптическими толщинами. Отсюда следует вывод о том, что максимум свечения атомной резонансной линии будет проявляться на более поздних временах процесса фотоионизации бария для слоев с большими оптическими

толщинами. Таким образом, средствами численного моделирования показано, что в процессе ионизации плотных бариевых облаков солнечным излучением должно наблюдаться явление задержки во времени максимума свечения атомной линии при увеличении начальной оптической толщины слоя τ_0 . Поэтому, измеряя и анализируя величины задержек для различных ИО, можно проводить сравнение их оптических толщин. Интенсивность ионной линии с $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ ведет себя монотонно по отношению к атомной, а именно растет (см. рис. 3, б). Такое ее поведение связано с тем, что оптическая толщина ионного слоя вначале равна нулю (ионов нет). Роль же эффектов, связанных с распространением излучения в плотных средах, для ионного слоя начинает проявляться к концу процесса ионизации атомов, когда его оптическая толщина будет максимальной, но по величине все-таки меньше τ_0 . Кроме того, необходимо отметить, что функция источников для ионного перехода слабо зависит от пространственной переменной. Данный факт подтверждается численными расчетами, а его качественное объяснение состоит в следующем. Так как на начальном этапе ионизации ионный слой является оптически тонким, то интенсивность излучения, проходящего через него, практически не ослабевает. Однако скорость фотовозбуждения ионных уровней значительно больше скорости фотоионизации. Это обстоятельство позволяет нам использовать условие квазистационарности $dN_i/dt \approx 0$ для оценки заселенностей возбужденных состояний ионов. Отсюда можно показать, что их значения много меньше заселенностей основного и метастабильных состояний иона, так как скорость фотовозбуждения на несколько порядков меньше вероятности спонтанного распада для рассматриваемого перехода. Приводя выражение (10) к виду

$$S^{lm}(N_i, N_m) = \frac{2\hbar\nu_{lm}^3 g_l}{c^2 g_m} \left[\frac{N_m(z, t)}{N_m(z, t) - \frac{g_m}{g_l} N_i(z, t)} - 1 \right] \quad (13)$$

и учитывая приведенные выше рассуждения, нетрудно убедиться в том, что первое слагаемое в скобках является медленно меняющейся функцией переменной z .

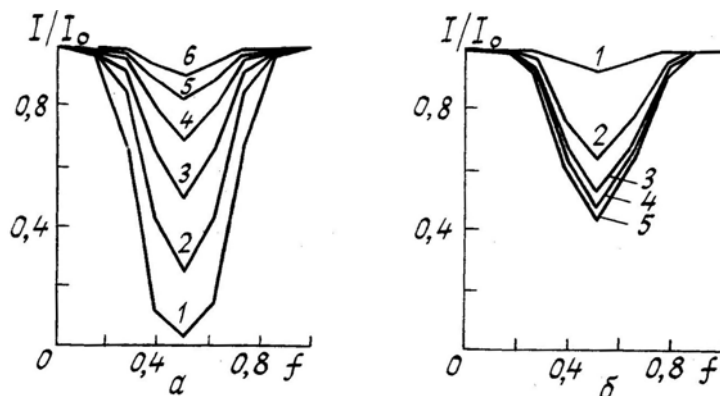


Рис. 4. Частотная зависимость интенсивности солнечной радиации, выходящей из слоя на атомном (а) и ионном (б) переходах бария в моменты времени t : кривая 1—1 с, 2—8 с, 3—16 с, 4—24 с, 5—32 с, 6—40 с; ($f = (\nu - \nu_{lm}) / 6,38 \cdot \Delta\nu_D^{lm} + 0,5$)

Подчеркнем, что для ионного слоя всегда найдется некоторый временной интервал в начале процесса ионизации атомов определенной длительности, на котором $S^{lm}(N_i, N_m)$ не будет зависеть от пространственной переменной. Данный результат можно применить для количественной оценки интенсивности свечения ионных линий, используя решение уравнения переноса в интегральной форме, вынося при этом функцию источников за знак интеграла. Тогда получится явная зависимость интенсивности излучения от оптической толщины ионного слоя на рассматриваемом переходе, по которой можно определять плотность ионов в ИО.

Поведение интенсивности солнечной радиации, выходящей с теневой стороны слоя от частоты, показаны на рис. 4. Анализ кривых, соответствующих различным временам развития процесса фотоионизации паров бария, указывает на то, что наблюдаются эффекты «просветления» (роста интенсивности) атомарного (рис. 4, а) и «потемнения» (рис. 4, б) ионного слоев. В частотной зависимости интенсивности свечения атомной линии появляется провал на центральных частотах (явление реабсорбции), обусловленный эффектами пленения излучения. Амплитуда провала максимальна в начале, а по мере развития процесса ионизации он уменьшается вплоть до полного исчезновения.

Итак, численное моделирование процесса распространения солнечного излучения через бариевый слой показало следующее:

1. Поглощение и переизлучение солнечного света приводит к неоднородному распределению функции источников по слою для резонансных переходов атома и иона.
2. На начальной стадии фотоионизации бария наблюдаются значительные градиенты в простран-

ственном распределении интенсивности солнечного излучения в области центральной частоты атомной линии с $\lambda = 5535,48 \text{ \AA}$.

3. Динамика «просветления» атомарного и «потемнения» ионного слоев на переходах с длинами волн $5535,48 \text{ \AA}$ и 4554 \AA соответственно обусловлена фотоионизацией атомов.

4. Профиль свечения атомной линии имеет провал на центральных частотах, который образуется из-за пленения излучения средой.

5. Процесс ионизации оптически плотного бариевого слоя замедляется по сравнению с оптически тонкими средами.

Отметим, что перенос излучения в многоуровневых системах не изучен [8], хотя его учет имеет практическое значение при анализе спектроскопической информации, получаемой от таких светящихся объектов, как плазма, ИО, газ и другие.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Н.Я. Шапареву за обсуждение полученных результатов и постоянный интерес к данной теме исследований.

1. Rosenberg N.W., Best G.T. //J. Phys. Chem. 1971. V. 75. № 10. P. 1412–1418.
2. T. Neil Davis //Rep. Prog. Phys. 1979. V. 42. P. 1565–1604.
3. Шапарев Н.Я., Шкедов И.М. Фотоионизация паров бария широкополосным излучением. Оптически тонкие среды. М., 1989. 31 с. Деп. в ВИНТИ 5.09:89. № 1427-B89.
4. Косарев Н.И., Шкедов И.М. Численное моделирование переноса радиации в спектральных линиях атома бария при ионизации его паров широкополосным излучением. М., 1989. 34 с. Деп. в ВИНТИ 2.03.89. № 1428-B89.
5. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979. 830 с.
6. Михалас Д. Звездные атмосферы. М.: Мир, 1982. Т. 1. 352 с.
7. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений /Под ред. Дж. Холла, Дж. Уатта. М.: Мир, 1979. 312 с.
8. Булышев А.Е., Преображенский Н.Г., Суворов А.Е. //УФН. 1988. Т. 156. Вып. 1. С. 153–176.

ВЦ СО АН СССР, Красноярск

Поступила в редакцию
27 июня 1991 г.

N. I. Kosarev, I. M. Shkedov. Propagation of Broad-Band Radiation Through a Barium Layer.

The results of numerical simulation of the process of propagation of broad-band radiation in optically thick plane-parallel barium layer are presented. The dynamics of photoionization of the atomic and photoexcitation of ion layers as well as the glow due to resonance transitions of atomic and ionized barium under the action of solar radiation is described.