

УДК 52.466

Л. Н. Курочка, В. И. Лобода

Астрономическая обсерватория Киевского Национального университета им. Т. Г. Шевченка
04053, Киев, ул. Обсерваторная, 3**Негауссовские доплеровские контуры спектральных линий при максвелловском распределении скоростей**

Рассмотрен случай, когда доплеровские контуры спектральных линий (при малой оптической толщине объекта) не описываются гауссианой. Показано, что этот факт может быть объяснен не только при немаксвелловском распределении «турбулентных» скоростей, но и при их максвелловском распределении. Причина этого кроется в том, что турбулентные элементы могут иметь различные интенсивности излучения, что вполне реально, но раньше не учитывалось как при анализе солнечных вспышек, так и при анализе других астрофизических объектов.

НЕГАУССІВСЬКІ ДОППЛЕРІВСЬКІ КОНТУРИ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ ПРИ МАКСВЕЛЛІВСЬКОМУ РОЗПОДІЛІ ШВИДКОСТЕЙ, Курочка Л. М., Лобода В. І. — Розглянуто випадок, коли доплерівські контури спектральних ліній (при малій оптичній товщині об'єкта) не описуються гауссіаною. Показано, що цей факт може бути пояснений не лише при немаксвеллівському розподілі «турбулентних» швидкостей, але й при їхньому максвеллівському розподілі. Причина цього криється в тому, що турбулентні елементи можуть мати різні інтенсивності випромінювання, що цілком реально, але раніше не враховувалось як при аналізі сонячних спалахів, так і при аналізі інших астрономічних об'єктів.

NON-GAUSSIAN DOPPLER PROFILES OF SPECTRAL LINES AT THE MAXWELLIAN VELOCITY DISTRIBUTION, by Kurochka L. N., Loboda V. I. — The case of the non-Gaussian Doppler profiles of spectral lines (at a small optical thickness of the investigation object) is considered. It is shown that such a situation may exist not only at the non-Maxwellian velocity distribution, but at the Maxwellian distribution as well. The reason is that turbulent elements may have different radiation intensities, which is a realistic assumption, but this was ignored in the analyses of solar flares and other astrophysical objects.

Хорошо известно [7, 11], что в случае термического свечения газа, когда реализуется максвелловское распределение атомов по скоростям, интенсивность контура спектральной линии описывается гауссианой

$$I_{\lambda} = I_0 \exp(-v^2). \quad (1)$$

Здесь I_0 — центральная интенсивность линии, $v = \Delta\lambda/(\Delta\lambda_D)$ — расстояние от центра линии, выраженное в относительных единицах, $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии, $\Delta\lambda_D = \lambda\xi/c$ — доплеровская ширина линии.

Вероятнейшая скорость атомов равна

$$\xi = (\xi_T^2 + \xi_t^2)^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь ξ_t — турбулентная (нетепловая или макроскопическая) скорость;

$$\xi_T = (2RT_{кин}/\mu)^{1/2} \quad (3)$$

— тепловая скорость, $T_{кин}$ — кинетическая температура.

В случае лабораторной плазмы величина ξ , как правило, совпадает с величиной тепловой скорости. В астрофизических объектах часто величина ξ определяется турбулентными (нетепловыми) скоростями ξ_t .

Когда турбулентные элементы имеют значительные размеры, что вполне реально для астрофизических объектов, то в них может быть микротурбулентия, и тогда

$$\xi_t^2 = \xi_{макро}^2 + \xi_{микро}^2. \quad (4)$$

Несмотря на необходимость выполнения большого количества условий, соотношение (1) неплохо описывает наблюдаемые контуры линий (безусловно, если оптической толщиной объекта в линиях можно пренебречь). В данном случае мы не рассматриваем других механизмов уширения, кроме доплеровского. Использование спектральных линий химических элементов с разным молекулярным весом μ предоставляет возможность определить как величину турбулентной скорости ξ_t , так и кинетическую температуру плазмы $T_{кин}$. Для тепловых скоростей максвелловское распределение, как правило, устанавливается за доли секунды (поскольку частота столкновений атомов, которая обеспечивает термализацию плазмы, очень велика).

При этом мы хотим обратить внимание на то, что максвелловское распределение тепловых и турбулентных скоростей может выполняться, а наблюдаемые контуры линий по форме могут не описываться гауссианой. Отличить контур линии доплеровского происхождения от контуров, к примеру, штарковского происхождения нетрудно. Для этого следует сравнить между собой контуры нескольких спектральных линий водорода. В случае расширения линий эффектом Доплера относительные полуширины линий $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$ должны оставаться одинаковыми. При расширении спектральных линий эффектом Штарка относительные полуширины линий увеличиваются с увеличением номера линии [1, 10].

Если анализ линий показывает, что они расширены эффектом Доплера, то в таком случае протяженные крылья линий (которые не описываются выражением (1)) объясняют тем, что распределение макроскопических скоростей отличается от максвелловского [9]. Мы считаем, что такое отклонение контуров спектральных линий от гауссовских можно объяснить без использования предположения о немаксвелловском распределении скоростей. При этом следует обратить внимание лишь на то, что при традиционной интерпретации контуров спектральных линий все эмиссионные элементы принимаются одинаковыми по интенсивности (по аналогии со свечением атомов). Это условие редко выполняется хотя бы потому, что практически все астрофизические объекты характеризуются неоднородностью по структуре и плотности [3, 4, 12]. Например, объекты с повышенной плотностью плазмы могут характеризоваться более высокой интенсивностью излучения (или наоборот). Кажется вполне естественным, что турбулентные элементы (их иногда называют эмиссионными элементами) с относительно невысокими значениями плотности имеют высокую интенсивность

излучения. В этом случае будут наблюдаться линии, крылья которых имеют более высокую интенсивность, чем в гауссовских контурах. Не исключено, что в некоторых случаях может реализоваться также и противоположная зависимость. Во всяком случае при анализе контуров линий астрофизических объектов следует учитывать и такой параметр, как различие эмиссионных элементов по интенсивности их излучения.

В первом приближении можно принять, что все эмиссионные элементы с определенной электронной концепцией n_e характеризуются наибольшей интенсивностью излучения. Если электронная концепция становится меньшей или большей чем оптимальная для данного объекта, то эти объемы соответственно характеризуются меньшей или большей интенсивностью излучения (меньшей или большей мерой эмиссии МЕ). Недавно разработан оригинальный метод диагностики плазмы, который дает возможность определить значение меры эмиссии для объемов плазмы с разными n_e (по данным распределения интенсивности в водородном предконтинууме) [8, 13]. Первые исследования показали, что распределения МЕ по значениям n_e в определенных случаях не очень отличаются от гауссовского [4, 5].

Пока еще нет метода, который давал бы возможность найти, как интенсивность эмиссионных элементов I_0 (или их мера эмиссии) зависит от величины турбулентных скоростей ξ_t . Чтобы выяснить как повлияет на форму спектральных линий учет различия интенсивностей эмиссионных элементов, рассмотрим несколько случаев с разными распределениями i_λ от ξ_t . Мы будем интерпретировать конкретные наблюдательные данные. При этом будет показано, как могут отличаться контуры спектральных линий от общепринятых, т. е. когда принимается, что интенсивности всех эмиссионных элементов одинаковы.

Сегодня уже однозначно доказано, что все эмиссионные солнечные образования (вспышки [2], протуберанцы [3], активные области [5], фотосфера [6, 15], корона [14] и другие) структурно неоднородны. Поэтому невозможно не учитывать различий их интенсивности. Из работ [4, 5] следует, что значение меры эмиссии, от которого прямо зависит интенсивность спектральных линий, может не совпадать для различных эмиссионных элементов. Это естественно, поскольку распределение по интенсивностям эмиссионных элементов с различными физическими параметрами зависит от природы каждого объекта. Если принять, что интенсивности турбулентных элементов различны при разных ξ_t , можно рассмотреть несколько случаев, например:

$$I_\lambda = I_0(\xi_t) \exp(-v^2) = I_0 \exp(-v^{3/2}), \quad (5)$$

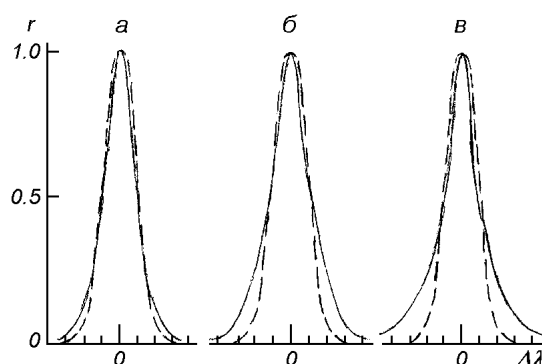
$$I_\lambda = I_0 \exp(-c_1 v^{3/2}), \quad (6)$$

$$I_\lambda = I_0 \exp(-c_2 v). \quad (7)$$

Из рисунка видно, что относительно протяженные крылья спектральных линий могут быть объяснены не только отклонением турбулентных скоростей от максвелловского распределения, но и в результате различия интенсивности излучения турбулентных элементов.

Заметим, что приведенный тут рисунок является лишь демонстрацией того, что ряд особенностей в контурах наблюдаемых линий можно объяснить в рамках доплеровского механизма расширения линий с максвелловским распределением скоростей. Мы считаем, что учет различия интенсивностей турбулентных элементов является вполне естественным при анализе контуров линий. Более того, случай, когда интенсивности всех турбулентных элементов принимаются одинаковыми, как это обычно делается,

Сравнение контуров $r = I_\lambda/I_0$ линий, построенных с принятыми предположениями (5)—(7) о разных распределениях интенсивностей турбулентных элементов I_0 при различных турбулентных скоростях ξ_1 (соответственно a — b) с теми, которые построены в предположении $I_0(\xi_1) = \text{const}$ по формуле (1). Последние нанесены пунктиром



кажется недопустимым упрощением.

Отказ от общепринятого предположения о том, что $I(\xi_1) = \text{const}$ (что соответствует выражению (1)), предоставляет дополнительные возможности для лучшей интерпретации контуров спектральных линий не только в случае расширения их эффектом Доплера, но и при действии других механизмов расширения линий.

В результате подбора постоянных в соотношениях (5)—(7) или в других аналитических зависимостях i_0 от ξ_1 можно объяснить не только форму отдельных спектральных линий, но и некоторые другие данные спектральных наблюдений. Это усложнит интерпретацию контуров линий, потребует комплексного рассмотрения спектральных наблюдений (анализ спектральных линий различных элементов, учет распределения интенсивности в предконтинуумах и т. п.), но в результате приблизит к более верному пониманию изучаемых процессов.

1. Курочка Л. Н. Анализ контуров линий водорода, расширенных эффектами Штарка и Доплера // Астрон. журн.—1969.—46.—С. 85—96.
2. Курочка Л. Н. Электронная концентрация и структура хромосферных вспышек // Астрон. журн.—1970.—47.—С. 11—12.
3. Курочка Л. Н. Кирюхина А. И. Вспышечные процессы в спокойном протуберанце // Письма в Астрон. журн.—1989.—15, № 1.—С. 82—88.
4. Курочка Л. Н. Регистрация макро- и микрооднородностей плотности плазмы в астрофизических объектах // Кинематика и физика небес. тел.—1991.—7, № 4.—С. 31—37.
5. Курочка Л. Н. и др. Наблюдения и анализ излучения активных областей на Солнце у границы бальмеровского континуума // Астрон. журн.—1997.—74, № 2.—С. 1—6.
6. Лозинский В. Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел.—1986.—2, № 1.—С. 28—35.
7. Мустель Э. Р. Звездные атмосферы. — М.: Физматгиз, 1960.—444 с.
8. Патент Рос. федерации (РОСПАТЕНТ) № 2019069 Способ определения электронной концентрации в водородной плазме / Л. Н. Курочка // Открытия. Изобрет.—Бюл. № 18.—183 с. Оpubл. 30.08.1994.
9. Северный А. Б., Коваль А. Н. Исследование расширения эмиссии сильных линий вспышек и усов // Изв. Крым. астрофиз. обсерватори.—1961.—26.—С. 3—41.
10. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. — М.: Физматгиз, 1963.—453 с.
11. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. — М.: Изд-во иностр. лит., 1949.—630 с.
12. Kurochka L. N. The Balmer jump in astrophysical hydrogen plasma // Solar. Phys.—1995.—156, N 1.—P. 65—71.
13. Kurochka L. N., Matsuura O. T., Picazzio E. Subtelescopic inhomogeneties of electron density in solar corona // Solar. Phys.—1997.—170, N 2.—P. 227—233.
14. Kurochka L. N., Tel'nyuk-Adamchuk V. V. Calculation of line profiles of inhomogeneous solar formations // Solar. Phys.—1978.—59, N 1.—P. 11—19.
15. Lozitsky V. Small-scale magnetic fluxtube diagnostics in solar flare // Solar. Phys.—1994.—151, N 2.—P. 319—331.

Поступила в редакцию 28.04.01