

ЛИТЕРАТУРА

- Гуртовенко Э. А. Изучение амплитуды поля скоростей по слабым линиям металлов. — АЖ, 1975, 52.
- Левинсон И. Б., Никитин А. А. Руководство по теоретическому вычислению интенсивностей линий в атомных спектрах. Л., 1962.
- Allen C. W. The f-Sum Rule and FeI-f-Values. — Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1971, 152, 295.
- Corliss C. H., Tech J. L. Oscillator Strengths and Transition probabilities for 328 Lines of FeI. — Nat. Bur. Stand., Monograph N 108, U. S. Department of Commerce, 1968.
- Corliss C. H., Wagner B. Absolute Oscillator Strength for FeI. — Ap. J. Suppl., 1964, 8, 83, 395.
- Garz T., Holweger H., Kock M., Richetr J. Revision der solaren Eisenhäufigkeit und ihre Bedeutung für das Modell der Sonnenphotosphäre. — Astron. Astrophys., 1969, 2, 446.
- Holweger H. Ein empirisches Modell der Sonnenatmosphäre mit lokalem thermodynamischen Gleichgewicht. — Z. f. Astrophys., 1967, 65, 365.
- Lites B. The solar neutral iron spectrum. — Solar Phys., 1973, 32, 283.
- Müller E., Baschek B., Holweger H. Center-to-Limb Analysis of the Solar Oxygen Lines. — Solar Phys., 1968, 3, 125.
- Nissen P. E. Turbulence in the Solar Photosphere as Derived from the Study of Center-to-Limb Variations of Equivalent Widths of TiI Lines. — Ann. Astrophys., 1965, 28, 556.
- Waddel J. M. — Nomographic Method for the Determination of Absorption and Scattering Coefficient using the Line Profiles. — Astrophys. J., 1958, 127, 284.
- Wagner B. The Abundance of the Elements in the Solar Photosphere IV. The Iron Group. — Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 1968, 138, 229.
- Withbroe G. L. An Analysis of CH in the Solar Atmosphere. — Ap. J., 1967, 147, 1117.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

Поступила в редакцию
в марте 1975 г.

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОФИЛИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

К. В. Аликаева

Интерпретация наблюденных профилей спектральных линий во вспышках и явлениях типа вспышек встречает значительные трудности. Этот вопрос тесно связан с существом процессов, происходящих во вспышках, и физическими условиями, в которых находится вспышечная материя.

Анализ профилей линий во вспышках на диске показывает, что все бальмеровские линии, включая H_{α} , испытывают влияние эффекта Штарка [6, 13]. Нижние члены бальмеровской серии в лимбовых вспышках штарковского расширения не обнаруживаются. Лабораторные эксперименты показали сходство спектра мощного импульсного разряда в водороде с водородным спектром солнечных вспышек [3]. Ход интенсивности в крыльях линий зависит от направления, в котором производится наблюдение спектра излучения плазмы. При наблюдении вдоль плазменного шнура расширение водородной эмиссии в крыльях вызвано макроскопическими движениями плазмы. При наблюдении поперек оси разряда водородные линии оказываются расширенными благодаря эффекту Штарка.

Расчеты профилей бальмеровских линий, расширенных совместным действием эффектов Доплера и Штарка, выполнены в [7], в которой используется полуэмпирическая теория штарковского уширения Грима, учитывающая воздействие микрополя ионов и ударное действие элек-

tronov. В появившейся в недавнее время работе [8] задача совместного учета квазистатического и ударного приближений решается более строго.

В случаях объектов типа хромосферных вспышек нельзя пренебречь воздействием магнитного поля на профили линий. Известно, что вспышки возникают вблизи нейтральной линии продольного магнитного поля, но, по-видимому, в области больших поперечных полей [11]. В последнее время получены некоторые свидетельства в пользу существования больших магнитных полей в активных образованиях [9, 10]. При наблюдениях двух слабых вспышек, выполненных с поляризационной оптикой, определены значения поля в эмиссионных узлах, примерно равные 300 гс [1]. Однако возможно, что мощные протонные вспышки возникают в области существенно больших магнитных полей [2].

При рассмотрении механизма расширения линий во вспышках необходимо оценить возможное влияние магнитного поля на профили линий. В работе [12] были рассчитаны профили линий L_α , L_β и H_α с учетом электронных столкновений, электрического микрополя и внешнего однородного магнитного поля $H \geq 10^3$ гс. Теоретические профили вычислены для $T_e = 10000^\circ$ и $10^{15} \leq n_e \leq 10^{18}$.

Следствием сильного магнитного поля является не только зеемановское расщепление, но и электродинамическое уширение линий [5]. Это уширение возникает вследствие эффекта Штарка в электрическом поле $E = \frac{1}{c} VH$. Электродинамическое уширение линий будет более эффективным, чем зеемановское расщепление, если выполняется условие

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} > \frac{\sqrt{2}\pi e^2}{ch n(n-1)} \quad (1)$$

В случае вспышек условие (1) выполняется практически для всей бальмеровской серии. Это подтверждается расчетами профилей спектральных линий водородоподобных атомов, выполненными в [4]. В этой работе получены формулы, описывающие профили линий, уширенных совместным действием эффектов Допплера, Зеемана и электродинамического (рассматривался линейный Штарк-эффект в электрическом поле $E = \frac{1}{c} VH$). Влияние микрополя плазмы не учитывалось.

Рассмотрим излучение с волновым вектором $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$. Этот случай соответствует наблюдениям вспышек на диске. Согласно [4], в компоненте с поляризацией $\mathbf{e}_{||} \perp \mathbf{H}$ распределение интенсивности в линии не отличается от обычного допплеровского. Уширяющее действие магнитного поля оказывается лишь в компоненте излучения, поляризованной нормально к магнитному полю ($\mathbf{e}_\perp \perp \mathbf{H}$). В этом случае возникает уширение, которое описывается формулой

$$I_{e_\perp} = I'_{e_\perp} + I''_{e_\perp} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \omega_D} e^{-v^2} \{1 - \sqrt{\pi} ue^{u^2} [1 - \operatorname{erf} u]\} + \\ + \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-(\beta_x^2 + \beta_y^2)} \left(1 - \frac{a^2 \beta_y^2}{r^2}\right) \times \\ \times \{\delta(\Delta\omega - \omega_D \beta_x - \omega_\alpha r) + \delta(\Delta\omega - \omega_D \beta_x + \omega_\alpha r)\} d\beta_x d\beta_y. \quad (2)$$

Здесь $v = \frac{\Delta\omega}{\omega_D}$ — безразмерная частота; ω_D — допплеровская полуширина линии; $u = \sqrt{\frac{1}{a^2} + v^2}$, $a = \frac{\omega_E}{\omega_\alpha}$, ω_E и ω_α — электродинамическое и зеемановское смещения частоты соответственно; направление оси OZ совпадает с направлением магнитного поля H ; β_x и β_y — составляющие вектора $\beta = \frac{V}{V_0}$; V_0 — средняя допплеровская скорость атомов; $r^2 = 1 + a^2(\beta_x^2 + \beta_y^2)$; $I_{e\perp}'$ учитывает допплеровское и зеемановское смещения, а $I_{e\perp}''$ — в электродинамическом поле. Согласно [12] ω_α вычислялось с учетом эффекта Пашена—Бака, действие которого существенно, когда магнитное расщепление и ширина мультиплетной структуры одного порядка. Для линий бальмеровской серии эти величины сравнимы уже при $H \geq 1000$ гс.

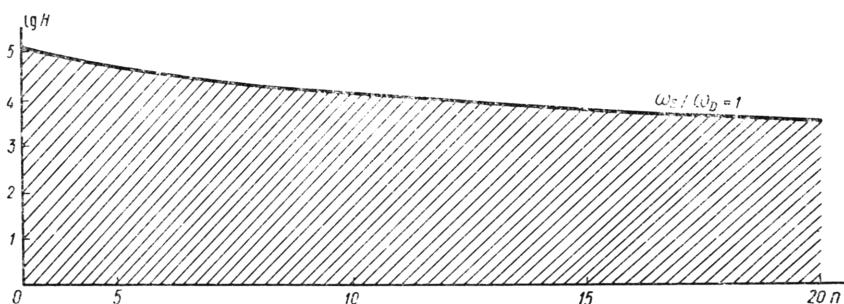


Рис. 1. Зависимость параметра $E = \omega_E/\omega_D$ от напряженности магнитного поля и номера линии.

Электродинамическое уширение линий рассматривалось для значений H и ω_D , которые можно ожидать во вспышках. Напряженности магнитного поля H изменялись от 500 до 10000 гс, для трех значений допплеровской ширины в линии H_α : $\Delta\lambda_D(H_\alpha) = 0.5, 1.0$ и 1.5 \AA ($\omega_{D\alpha} = 2.19 \cdot 10^{11}, 4.37 \cdot 10^{11}$ и $6.57 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ соответственно). Значение параметра a от напряженности магнитного поля не зависит, а зависит только от допплеровской ширины ω_D . При принятых выше ω_D значения этого параметра соответственно равны:

$$\begin{aligned} \text{для } H_\alpha &= 0.966 \cdot 10^{-1}; & 0.193; & 0.291; \\ \text{для } H_e &= 0.226; & 0.451; & 0.677. \end{aligned}$$

Наиболее интересным является случай, рассмотренный в [4], когда

$$E = \frac{\omega_E}{\omega_D} = 1.9 \cdot 10^{10} \frac{Hn(n-1)}{z_i+1} \lambda \leq 1. \quad (3)$$

Предельные значения главного квантового числа верхнего уровня в зависимости от напряженности магнитного поля представлены на рис. 1. Условие $\omega_E < \omega_D$ реализуется в заштрихованной области. Поскольку мы рассматриваем поля не больше 10^4 гс, то, как видно из рисунка, для линий до $n=12$ условие (3) выполняется полностью. В [4] дается решение уравнения (2) для этого случая только для далеких крыльев и без учета зеемановского расщепления

$$I_{e \perp} \simeq \frac{1}{2\sqrt{\pi \omega_D}} \left\{ \frac{e^{-v^2}}{v^2} + \frac{e^{-(\frac{-E}{1-E})^2}}{\sqrt{1-E}} + \frac{e^{-(\frac{E}{1+E})^2}}{\sqrt{1+E}} \right\}. \quad (4)$$

Следовательно, в крыльях ($\Delta\omega \geq 2\omega_{1g}$) контур представляется суперпозицией контуров допплеровского типа. Заметим, что для $\omega_E \geq \omega_D$ [4] получено другое выражение для $I'(\Delta\omega)$. В этом случае контур аппроксимируется суммой допплеровских контуров, но с другой полушириной. При принятых нами условиях ($H \leq 10^4$ гс) интенсивности в крыле, вычисленные по формуле (4), в несколько раз выше, чем у обычного допплеровского контура (рис. 2). Однако формула (4) не дает распределения интенсивности по профилю в целом, включая его ядро.

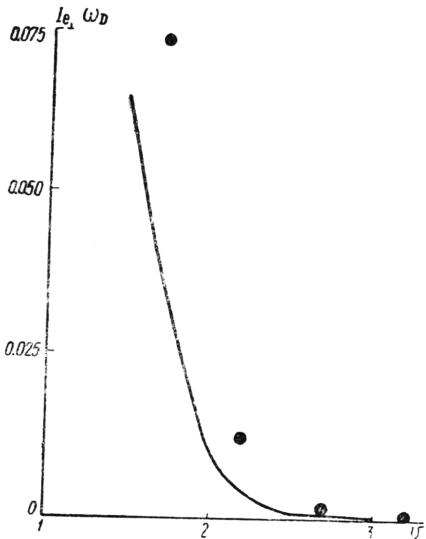


Рис. 2. Интенсивности в крыле линии, вычисленные по формуле (4) (точки), и допплеровский контур (сплошная линия).

Полный профиль линии можно вычислить по формуле (2), предварительно преобразовав ее к виду, удобному для численного интегрирования. Вычисление $I''_{e \perp}$ в (2) не представляет труда, тогда как $I'''_{e \perp}$ необходимо видоизменить. Выражение для электродинамической составляющей удобно рассматривать в полярных координатах

$$I''_{e \perp} = \frac{1}{2\pi\omega_D} \int_0^\infty \frac{\rho}{1+a^2\rho^2} e^{-\rho^2} \Psi(\rho) d\rho, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi(\rho) = & \Psi_1(\rho) + \Psi_2(\rho) = \int_0^{2\pi} (1+a^2\rho^2 \cos^2 \varphi) \delta(v - \rho \cos \varphi - \frac{E}{a}) \times \\ & \times \sqrt{1+a^2\rho^2} d\varphi + \int_0^{2\pi} (1+a^2\rho^2 \cos^2 \varphi) \delta(v - \rho \cos \varphi + \frac{E}{a} \sqrt{1+a^2\rho^2}) d\varphi. \end{aligned}$$

Используем свойства δ -функций:

$$\Psi_1(\rho) = \begin{cases} 2a \frac{1 + [av - E \sqrt{1+a^2\rho^2}]^2}{\sqrt{a^2\rho^2 - [av - E \sqrt{1+a^2\rho^2}]^2}} & \text{при } -a\rho < av - E \sqrt{1+a^2\rho^2} < a\rho \\ 0 & \text{в остальных случаях}; \end{cases}$$

$$\Psi_2(\rho) = \begin{cases} 2a \frac{1 + [av + E \sqrt{1+a^2\rho^2}]^2}{\sqrt{a^2\rho^2 - [av + E \sqrt{1+a^2\rho^2}]^2}} & \text{при } -a\rho < av + E \sqrt{1+a^2\rho^2} < a\rho \\ 0 & \text{в остальных случаях}. \end{cases}$$

Проведем замену переменной $1+a^2\rho^2=z^2$ и используем то обстоятельство, что $E < 1$, $a < 1$. Тогда выражение (5) примет вид

$$I_{e_\perp}'' = \frac{1}{\pi a \omega_D} \left\{ \int_{z_1}^{\infty} \frac{K_1(z) dz}{\sqrt{z^2 - 1 - (av - Ez)^2}} + \int_{z_2}^{\infty} \frac{K_2(z) dz}{\sqrt{z^2 - 1 - (av + Ez)^2}} \right\}, \quad (6)$$

где

$$z_1 = \frac{-av - \sqrt{1 - E^2 + a^2 v^2}}{1 - E^2}; \quad z_2 = \frac{av + \sqrt{1 - E^2 + a^2 v^2}}{1 - E^2};$$

$$K_1(z) = \frac{1 + (av - Ez)^2}{z} e^{-\frac{z^2-1}{a^2}}; \quad K_2(z) = \frac{1 + (av + Ez)^2}{z} e^{-\frac{z^2-1}{a^2}}.$$

Входящие в это выражение несобственные интегралы — сходящиеся. После некоторых преобразований получим

$$I_{e_\perp}'' = \frac{\sqrt{2\varepsilon} [K_1(z_1) + K_2(z_2)]}{\pi a \omega_D (1 - E^2 + a^2 v^2)^{1/4}} + \frac{1}{\pi a \omega_D} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{K_1(z_1 + x)}{\sqrt{(1 - E^2)(2z_1 + x) - 2aEv}} + \frac{K_2(z_2 + x)}{\sqrt{(1 - E^2)(2z_2 + x) - 2aEv}} \right] \frac{dx}{\sqrt{x}}. \quad (7)$$

Фактически интегрирование ведется до некоторого конечного предела, так как значение подынтегральной функции быстро падает. Вычисление профилей по формуле (7) производились на ЭВМ.

Полученное выражение для электродинамической составляющей интенсивности линии громоздко и неудобно для вычислений. Для крыльев линий применима более простая формула (4). Для ядра линии уравнение (2) невозможно представить в аналитическом виде, не прибегая к некоторым упрощениям. Воспользовавшись тем обстоятельством, что при принятых значениях H параметр $a \leq 1$ для линий бальмеровской серии до $n=7 \div 8$, можно упростить выражение для электродинамической составляющей

$$I_{e_\perp}'' = \frac{1}{2\sqrt{\pi} \omega_D} [e^{-(v - \frac{E}{a})^2} + e^{-(v + \frac{E}{a})^2}]. \quad (8)$$

Формулой (8) можно пользоваться для упрощенных расчетов (рис. 3). По мере увеличения напряженности магнитного поля расхождение возрастает. Поскольку параметр a растет также по мере увеличения главного квантового числа, то для более высоких членов серии подобное упрощение невозможно. В этом случае I_{e_\perp}'' можно определить лишь численным интегрированием уравнения (7).

Вычисления профилей компоненты I_{e_\perp} бальмеровских линий выполнены по формуле (2) с учетом (7) или (8) для различных допплеровских полуширин и значений магнитного поля. Они показали, что ос-

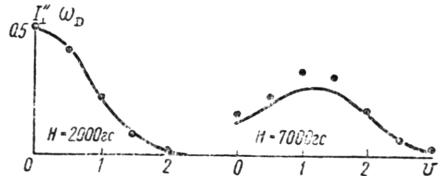


Рис. 3. Сравнение профилей I_{e_\perp}'' линии H_e , вычисленных путем численного интегрирования уравнения (7) (сплошная линия) и по приближенной формуле (8) (точки).

новным фактором, расширяющим линию, является электродинамическое поле. Расширение за счет эффекта Зеемана в несколько раз меньше. На рис. 4 приведено распределение интенсивности (вернее, произведения $I_{\perp} \omega_D$) в линиях H_{α} и H_{ϵ} для $\Delta\lambda_D = 0.5$ и 1.5 \AA и $H = 500$ и 10000 гс . Из рис. 4 видно, что эффект уширения сильнее оказывается на линиях с меньшей полушириной. При $H = 500 \text{ гс}$ для первых членов серии Бальмера форма профилей мало отличается от допплеров-

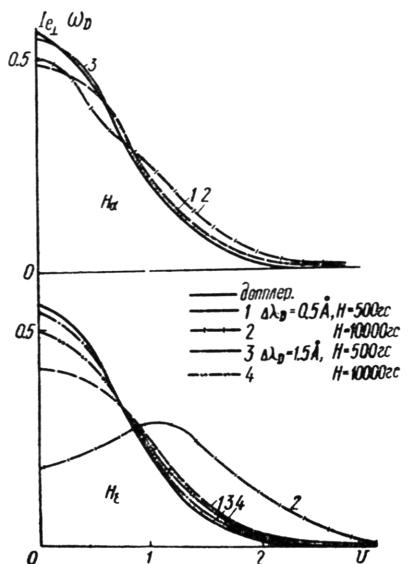


Рис. 4. Профили $I_{e\perp}$ — компоненты линий H_{α} и H_{ϵ} для различных значений H и $\Delta\lambda_D$.

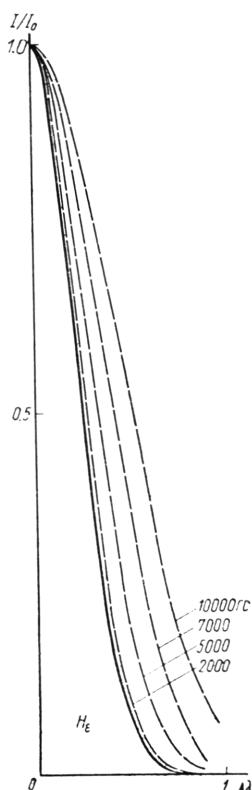


Рис. 5. Профили линии H_{ϵ} в неполяризованном свете.

ской, а для H_{ϵ} отклонения от допплеровской формы уже существенны. С увеличением напряженности магнитного поля эффект уширения оказывается и на первых линиях серии — происходит перераспределение энергии по контуру линии. Таким образом, эффект электродинамического уширения увеличивается как с ростом номера линии, так и с ростом напряженности магнитного поля.

На рис. 5 показано изменение профилей H_{ϵ} в неполяризованном свете с увеличением напряженности магнитного поля при постоянной допплеровской ширине ($\Delta\lambda_D = 0.5 \text{ \AA}$). Электродинамическое уширение существенно изменяет форму профилей суммарной интенсивности двух компонент $I_{e\parallel} + I_{e\perp}$. Оценки показывают, что это уширение по величине того же порядка, что и уширение, которое обусловлено действием обычного эффекта Штарка [7]. Неучет влияния магнитного поля на профили бальмеровских линий приводит к завышению допплеровской ширины в линиях хромосферных вспышек. При построении теоретических профилей линий во вспышках необходимо также учесть межмолекулярный эффект Штарка и оптическую толщину в линиях нижних членов серии Бальмера, что будет сделано в дальнейшем. Сравнение наблюденных профилей водородных линий вспышек с теоретическими дает возможность оценить напряженность магнитного поля в эмиссионных узлах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдусаматов Х. И. О магнитном поле в эмиссионных узлах вспышек. — Солнечные данные, 1974, **9**, 100.
2. Аликаева К. В. Эффект Зеемана в металлических линиях солнечных вспышек. — В кн.: Астрометрия и астрофизика, 8. «Наукова думка», Киев, 1969, 85.
3. Бабин А. и др. Исследование расширения линий водорода в мощном импульсном ряде. — Изв. КрАО, 1962, **27**, 52.
4. Галушкин Ю. М. Электродинамическое уширение спектральных линий с линейным Штарк-эффектом — АЖ, 1970, **47**, 375.
5. Коган В. И. Уширение спектральных линий в высокотемпературной плазме. — В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, 4. Изд-во АН СССР, М., 1958, 258.
6. Курочкина Л. Н. Электронная концентрация и структура хромосферных вспышек — АЖ, 1970, **47**, 111.
7. Курочкина Л. Н. Анализ контуров линий водорода, расширенных эффектами Штарка и Доплера — АЖ, 1969, **46**, 85.
8. Лисица В. С. Синтез квазистатического и ударного приближений в теории уширения водородных линий в плазме. — ДАН СССР, 1971, **201**, 823.
9. Шпитальная А. А., Вяльшин Г. Ф. О магнитных полях в протуберанцах. — Солнечные данные, 1970, **4**, 100.
10. Kuznetsov D. A., Shpitálnaya A. A. The Relation Between Dashes and Flares. — In: Solar Magn. Fields Astron. Un. Symp. N 43, Paris, 1970, Dordrecht, 1971, 450.
11. Mishard R. Solar Magnetic Fields in Association with Flares. — In: Solar Magn. Fields. Astron. Un. Symp. N 43, Paris, 1970, Dordrecht, 1971, 359.
12. Nguyen — Hoe, Drawin H. W., Negman L. Effet d'un Champ Magnetique Uniform sur les Profiles des Raies de l'Hydrogene — JQSRT, 1967, **7**, 429.
13. Svestka Z. Evidence of Stark Broadening of Balmer Lines in Flares. — Bul. Astron. Inst. Czeчn., 1962, **13**, 190.

Главная астрономическая
обсерватория АН УССР

Поступила в редакцию
в марте 1975 г.